

THESES

présentées à l'Université de Nancy I
pour l'obtention du grade de
Docteur ès-Sciences Physiques
par

Pierre LE LEC
Ingénieur E.N.S.M. et I.S.M.C.M.

ANNEXES ET FIGURES
de la

Première Thèse

LA FILTRATION SUR SUPPORT
ETUDES DE L'EXTRAPOLATION, DE LA COMPRESSIBILITE
DES GATEAUX, DE LA MIGRATION DES FINES ET
DE LA SEDIMENTATION

Deuxième Thèse

SUR L'ENSEIGNEMENT DES MATIERES TECHNOLOGIQUES
DANS UNE ECOLE D'INGENIEURS

SOUTENUES PUBLIQUEMENT LE 1971, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Membres du Jury

MM.	P.	LE GOFF	Président
	J.	BASTICK	Examineurs
	R.	MAINARD	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551928_0008

THESES

présentées à l'Université de Nancy I
pour l'obtention du grade de
Docteur ès-Sciences Physiques
par

Pierre LE LEC
Ingénieur E.N.S.M. et I.S.M.C.M.

ANNEXES ET FIGURES
de la

Première Thèse

LA FILTRATION SUR SUPPORT
ETUDES DE L'EXTRAPOLATION, DE LA COMPRESSIBILITE
DES GATEAUX, DE LA MIGRATION DES FINES ET
DE LA SEDIMENTATION

Deuxième Thèse

SUR L'ENSEIGNEMENT DES MATIERES TECHNOLOGIQUES
DANS UNE ECOLE D'INGENIEURS

SOUTENUES PUBLIQUEMENT LE

1971, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

Membres du Jury

MM.	P.	LE GOFF	Président
	J.	BASTICK	Examineurs
	R.	MAINARD	



ANNEXES et FIGURES

ANNEXE 1

FILTRATION A PRESSION CONSTANTE SUR SUPPORT HORIZONTAL INFLUENCE DE LA SEDIMENTATION CAS DE LA CELLULE DE FILTRATION

1 - ALIMENTATION DE LA CELLULE PAR UNE SUSPENSION A CONCENTRATION CONSTANTE

Cet aspect du problème a été examiné par STRAUMANN [69] et ZHUZHNIKOV [88]. Notre étude, faite indépendamment et suivant un mode de raisonnement un peu différent aboutit cependant aux mêmes conclusions.

Soit V_s le volume de suspension, V_g le volume global de gâteau (comprisant les particules et le liquide intersticiel) et V le volume de filtrat.

Si le volume de suspension diminue de dV_s , le volume de gâteau augmente de dV_g et le volume de filtrat de dV :

$$- dV_s = dV_g + dV \quad \text{ou} \quad - \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV_s}{dt} = \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV_g}{dt}$$

Or, $\frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV}{dt} = u$, vitesse en fût vide du filtrat par rapport au support, et $dV_g = \Omega \cdot dZ$, dZ étant la variation de hauteur du gâteau par rapport au support.

Désignons par u'_s la vitesse barycentrique de descente de la suspension

$$- u'_s = u + \frac{dZ}{dt} \quad (36)$$

Soit X_s la teneur volumique de la suspension en matières solides, ρ_s et ρ_ℓ les masses volumiques des particules solides et du filtrat et C_s la vitesse de sédimentation (vitesse de Stokes).

11 - VITESSE DE SEDIMENTATION NULLE

Les particules ont la même vitesse que la suspension (ce qui, en toute rigueur, impliquerait $\rho_s = \rho_\ell$) et le calcul doit redonner les lois classiques de la filtration.

Soit $u_p = u'_s$ la vitesse des particules

Les variations des volumes de suspension et de gâteau étant de signes opposés, le débit volumique de particules sera $\Omega \cdot u_p \cdot X_s$ et le débit massique $\frac{dM}{dt} = - \Omega \cdot u_p \cdot X_s \cdot \rho_s = \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot (u + \frac{dZ}{dt})$

$$dM = X_s \cdot \rho_s \cdot dV + \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot dZ$$

$$\text{Soit } M = X_s \cdot \rho_s \cdot V + \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot Z$$

Mais on a aussi

$$M = \Omega \cdot Z \cdot (1 - \epsilon) \cdot \rho_s, \text{ soit } \Omega \cdot Z \cdot \rho_s = \frac{M}{1 - \epsilon}$$

D'où

$$M = X_s \cdot \rho_s \cdot V + \frac{X_s}{1-\epsilon} \cdot M$$

$$M = \frac{(1-\epsilon) \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot V}{1-\epsilon-X_s}$$

Or, nous savons que, en reprenant les notations classiques, on a $M = W \cdot V$ avec $W = \frac{\rho_l \cdot s}{1-m \cdot s}$ et $m = 1 + \frac{\epsilon \cdot \rho_l}{(1-\epsilon) \rho_s}$, s étant la teneur massique de la suspension en matières solides et m le coefficient d'humidité du gâteau ($1/m$ est la teneur massique du gâteau humide en matières solides).

On vérifierait aisément que

$$s = \frac{\rho_s \cdot X_s}{\rho_l + X_s \cdot (\rho_s - \rho_l)} \text{ ou que } X_s = \frac{\rho_l \cdot s}{\rho_s - s \cdot (\rho_s - \rho_l)}$$

et que alors

$$\frac{(1-\epsilon) \cdot X_s \cdot \rho_s}{1-\epsilon-X_s} = W \quad (37)$$

On retrouve donc bien les équations classiques de la filtration, où l'influence de la sédimentation est négligée.

12 - VITESSE DE SEDIMENTATION NON NULLE

121 - Vitesse de Stokes de même sens que l'écoulement

Ce sera donc le cas d'un écoulement vertical descendant avec $\rho_s > \rho_l$, ou d'un écoulement vertical ascendant avec $\rho_s < \rho_l$.

Les particules ont alors une vitesse égale à celle de la suspension augmentée de la vitesse de sédimentation C_s :

$$u_p = u'_s + C_s = u + C_s + \frac{dz}{dt}$$

Le même raisonnement qu'en (11) conduit à

$$\frac{dM}{dt} = \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot (u + C_s + \frac{dz}{dt})$$

soit $dM = X_s \cdot \rho_s \cdot dV + \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot C_s \cdot dt + \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot dZ$ (38)
cette relation étant valable quel que soit X_s .

Si X_s est constant, on a

$$M = X_s \cdot \rho_s \cdot V + \Omega \cdot X_s \cdot \rho_s \cdot C_s \cdot t + \frac{X_s}{1-\epsilon} \cdot M$$

$$M = \frac{(1-\epsilon) \cdot X_s \cdot \rho_s}{1-\epsilon-X_s} \cdot V + \frac{(1-\epsilon) \cdot X_s \cdot \rho_s}{1-\epsilon-X_s} \cdot \Omega \cdot C_s \cdot t$$

$$\text{soit } M = W \cdot V + W \cdot \Omega \cdot C_s \cdot t \quad (39)$$

La masse de gâteau recueillie dépendra donc non seulement du volume de filtrat, mais aussi du temps.

Considérons maintenant l'équation générale de la filtration appliquée à l'ensemble du gâteau. Ce n'est qu'une traduction de la loi de Darcy,

qui ne préjuge en rien de l'existence ou de la non-existence de la sédimentation.

$$u = \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV}{dt} = \frac{\Delta P}{\eta \cdot (R + R_s)}$$

R étant la résistance du gâteau et R_s la résistance du support, l'une et l'autre par unité de surface.

La résistance spécifique α est définie par $R = \alpha \cdot \frac{M}{\Omega}$

Donc $\frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV}{dt} = \frac{\Delta P \cdot \Omega}{\eta \cdot (\alpha \cdot M + \Omega \cdot R_s)}$ et, en remplaçant M par sa valeur donnée par 39 :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\Delta P \cdot \Omega^2}{\eta \cdot (\alpha \cdot W \cdot V + \alpha \cdot W \cdot \Omega \cdot C_s \cdot t + \Omega \cdot R_s)}$$

soit $dt = 2 \cdot a \cdot V \cdot dV + b \cdot dV + f \cdot t \cdot dV$

avec $a = \frac{\eta \cdot \alpha \cdot W}{2 \cdot \Delta P \cdot \Omega^2}$, $b = \frac{\eta \cdot R_s}{\Delta P \cdot \Omega}$, $f = \frac{\eta \cdot \alpha \cdot W}{\Delta P \cdot \Omega} \cdot C_s$

ou encore $\frac{dt}{dV} = 2 \cdot a \cdot V + b + f \cdot t$

L'intégration de cette équation différentielle conduit à :

$$t = \frac{a}{f} \cdot \left(\frac{e^{f \cdot V} - 1}{f} - V \right) + \frac{e^{f \cdot V} - 1}{f} \cdot b \quad (40)$$

Notons qu'il est impossible de "passer à la limite" sur l'équation (40) en y faisant $C_s = 0$ (ou $f = 0$) : cette intégrale n'a pu être écrite qu'en supposant $f \neq 0$.

En développant l'exponentielle et en se limitant aux premiers termes, on a :

$$t = a \cdot V^2 + b \cdot V + a \cdot f \cdot \frac{V^3}{3} \quad (41)$$

On voit donc que, si on trace t/V vs V qui, en filtration classique est une droite $t/V = aV + b$, nous obtiendrons cette fois une parabole :

$$\frac{t}{V} = a \cdot V + b + \frac{a \cdot f}{3} \cdot V^2 \quad (42)$$

Pour fixer les idées, considérons un exemple arbitraire :

soit $\eta = 10^{-2}$ poises, $W = 10^{-2}$ g/cm³ (suspension à enviro 10 g/litre), particules sphériques $\varnothing = 50$ microns, $\rho_s = 4$ g/cm³, $\rho_l = 1$ g/cm³, $\epsilon = 0,4$, $\Delta P = 0,2 \cdot 10^6$ baryes, $\Omega = 10^2$ cm², $R_s = 10^6$ cm⁻¹.

L'équation de Kozeny donne alors $\alpha = 1,69 \cdot 10^7$ et la loi de Stokes $C_s = 0,41$ cm/s.

L'équation de filtration sera, t étant exprimé en secondes et V en cm³ :

$$t = 4,225 \cdot 10^{-7} \cdot V^2 + 5 \cdot 10^{-4} \cdot V + 4,88 \cdot 10^{-12} \cdot V^3$$

Les valeurs t/V vs V correspondantes sont reproduites sur la figure

On peut noter que la courbure de cette parabole est relativement faible. Dès lors l'ignorance de ce phénomène, jointe à une certaine dispersion des résultats expérimentaux, peut aisément conduire au tracé de deux droites.

Remarque :

Dans une de ses publications, RIETEMA [47], se référant à sa thèse, signale avoir observé ce phénomène et l'explique par une "compressibilité de tassement retardée" dont il est le seul, à notre connaissance, à avoir noté l'existence. Il est possible que les phénomènes de sédimentation soient une explication plus rationnelle de la variation de pente observée, mais nous ne pouvons conclure de façon formelle en l'absence de données suffisamment précises, tant sur son appareil d'essais que sur les résultats expérimentaux.

Comme par ailleurs, les premiers points obtenus le sont souvent avec peu de précision (débits élevés, pression ou concentration non stabilisées etc...) on pourrait être tenté de considérer cette première "droite" comme fausse et de se baser uniquement sur la seconde, dont la pente n'a évidemment pas de sens, étant une des sécantes de la parabole.

Pratiquement, la valeur vraie de la pente est celle de la tangente à l'origine à la parabole et la droite passant par les premiers points l'approxime relativement bien, le terme en V^2 étant alors négligeable.

Dans le cas de l'exemple ci-dessus où $\bar{\alpha}$ vrai = $1,7 \cdot 10^7$, la première droite donnerait environ $1,75 \cdot 10^7$, tandis que la seconde donnerait $2,35 \cdot 10^7$. D'autres tracés sont évidemment concevables, mais conduiraient au même ordre de grandeur pour la 1ère valeur de $\bar{\alpha}$.

Supposons que la résistance du support soit sensiblement négligeable, c'est-à-dire que le terme b intervenant dans l'équation (42) soit nul.

Nous avons alors $t/V = a \cdot V + \frac{a \cdot f}{3} \cdot V^2$, c'est-à-dire

$$\frac{t}{V^2} = a + \frac{a \cdot f}{3} \cdot V \quad (43)$$

dont la représentation graphique devrait être linéaire.

Cette façon de voir est cependant assez approximative :

- le terme b, proportionnel à la résistance du support, n'est en effet jamais nul, et le terme correspondant (b/V) qu'il faudrait rajouter dans l'équation (43) ne devient négligeable que pour des valeurs élevées de V.

- le tracé de la courbe t/V^2 vs V fig. 98, que la résistance du support soit effectivement négligeable (ce qui donne directement la pente $a \cdot f/3$) ou qu'elle ne puisse l'être (la pente étant cette fois donnée par l'asymptote de la courbe) ne peut donner la valeur de α que, soit par l'origine de l'asymptote, obtenue avec peu de précision, soit par l'intermédiaire de la connaissance de f, c'est-à-dire de la vitesse de Stokes des particules. La précision sera toujours assez illusoire, sauf s'il est possible de pousser les mesures jusqu'à des V très élevés.

Remarque :

Il serait également possible de donner les valeurs expérimentales de t et V à une calculatrice numérique et de lui demander d'en déduire les va-

leurs de a , b et $a.f/3$ satisfaisant au mieux à ces résultats. On obtiendrait ainsi α et, accessoirement, C_s .

122 - Vitesse de Stokes opposée à celle de l'écoulement

Ce sera le cas d'un écoulement vertical descendant, avec $\rho_s < \rho_l$, ou celui d'un écoulement vertical ascendant, avec $\rho_s > \rho_l$

L'étude est identique à celle développée au paragraphe précédent, mais avec un terme $-C_s$ au lieu de C_s (ou $-f$ au lieu de f).

Le développement en série de l'équation générale, limité aux premiers termes, se traduira par exemple par :

$$t = a.V^2 + b.V - \frac{a.f}{3} . V^3$$

Le débit de filtrat sera donné par

$$q = \frac{dV}{dt} = \frac{1}{2.a.V + b - a.f.V^2}$$

qui s'annule pour $\frac{dq}{dt} = 0$, soit $\frac{dq}{dt} = \frac{dq}{dV} \cdot \frac{dV}{dt} = 0$

$$\text{ou : } 0 = - \left[\frac{2.a - 2.a.f.V}{(2.a.V + b - a.f.V^2)^2} \right] \left[\frac{1}{2.a.V + b - a.f.V^2} \right]$$

C'est-à-dire $\frac{dq}{dt} = 0$ pour $V = 1/f$

Au-delà de cette valeur, on ne fait plus de la filtration mais de la perméation : la suspension se trouve dans un état stable de fluidisation, la vitesse de Stokes des particules étant égale et de signe contraire à la vitesse du liquide de la suspension. L'épaisseur du gâteau reste alors constante ainsi que le débit $q = dV/dt$, c'est-à-dire que la vitesse en fût vide du filtrat $u_m = \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV}{dt}$

On calcule aisément que cette valeur limite de u_m est égale à

$$\frac{1}{\frac{1}{2.C_s} + \frac{\eta.R_s}{\Delta P}}$$

C'est-à-dire que, pour R_s négligeable, la vitesse limite en fût vide du filtrat est égale à 2 fois la vitesse du liquide de la suspension.

Remarques

1 - Dans l'exemple numérique précédent, le volume de filtrat correspondant à $1/f$ serait sensiblement de 29 litres et la vitesse en fût vide du filtrat à partir de cet instant de 0,79 cm/s ($C_s = 0,41$ cm/s), en tenant compte de la résistance R_s .

2 - Un phénomène du même ordre a déjà été noté par BUYSMAN [7] lors d'études de fluidisation gazeuse. Un lit de particules commençait par être formé contre une grille horizontale par un courant gazeux à une vitesse supérieure à la vitesse limite de fluidisation. La diminution ultérieure de la vitesse du gaz se traduisait par un écoulement progressif en pluie du plafond ainsi formé. L'auteur a montré que la nature des particules (densité et surtout état de surface) ainsi que l'humidité du gaz porteur influaient fortement sur les valeurs de la chute de pression au travers du lit.

13 - CAS D'UNE GRANULOMETRIE ETENDUE

Les études ci-dessus supposent essentiellement une seule vitesse de Stokes C_s , c'est-à-dire une suspension formée de particules monodimensionnelles.

Si la répartition granulométrique des particules répond à un histogramme pour lequel, à une vitesse de sédimentation C_i correspond un pourcentage de particules x_i , on aura les mêmes équations que ci-dessus, mais en remplaçant C_s par $\sum C_i x_i$

Remarque :

Il ne nous a pas été possible de tester directement la validité de ces relations en raison de la conception même du poste d'essais, comme il l'est montré ci-après.

2 - ALIMENTATION DE LA CELLULE PAR UNE SUSPENSION A CONCENTRATION VARIABLE

Lorsque la durée d'un essai est assez importante, le simple examen de la suspension dans la cellule, au-dessus du gâteau, montre un éclaircissement progressif donc une diminution de la teneur en matières solides.

Ce phénomène est dû à l'existence, entre la cellule et le ballon d'alimentation, d'une canalisation de liaison d'un diamètre inférieur à celui de la cellule

21 - DETERMINATION DE LA LOI DE VARIATION DE LA TENEUR EN MATIERES SOLIDES DANS LA CELLULE

Désignons par X_0 la teneur volumique constante de la suspension dans le ballon d'alimentation, qui se conserve dans le tube de liaison.

Soit X_1 la teneur volumique dans la cellule et X cette teneur volumique en un point quelconque, où la vitesse en fût vide du liquide de la suspension est u_l (voir figure 99).

La vitesse réelle moyenne du liquide de la suspension par rapport aux parois est $u_l/1-X$.

La vitesse réelle des particules par rapport aux parois sera $\frac{u_l}{1-X} + C_s$ en désignant par C_s la vitesse de sédimentation des particules par rapport au liquide (indépendante du lieu et du temps).

Un certain volume dV_{su} de suspension contient dV_{li} de liquide et dV_{so} de particules solides. Il donne naissance à un volume dV de filtrat et à un volume dV_g de gâteau (volume global, comprenant le liquide interstitiel).

$$dV_{li} + dV_{so} = dV + dV_g$$

Par définition

$$X = \frac{dV_{so}}{dV_{so} + dV_{li}}, \text{ soit } dV_{so} = \frac{X}{1-X} \cdot dV_{li}$$

$$\text{Donc } dV + dV_g = dV_{li} + \frac{X}{1-X} \cdot dV_{li} = \frac{1}{1-X} \cdot dV_{li}$$

$$dV_{li} = (1-X) \cdot (dV + dV_g)$$

$$u_l = \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV_{li}}{dt} = (1-X) \cdot \left(\frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{1}{\Omega} \cdot \frac{dV_g}{dt} \right)$$

En (1) par exemple

$$u_{l_1} = \frac{1}{\Omega_1} \cdot \frac{dV_{li}}{dt} = (1-X_1) \cdot \left(\frac{1}{\Omega_1} \cdot \frac{dV}{dt} + \frac{1}{\Omega_1} \cdot \frac{dV_g}{dt} \right)$$

Sachant que $dV_g = \Omega_1 \cdot dZ$, on a donc

$$u_{l_1} \cdot \Omega_1 = (1-X_1) \cdot \left(\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} \right) \quad (44)$$

Les bilans du liquide et du solide entre les sections (1) et (2) s'écrivent respectivement :

$$\frac{u_{l_0} \cdot X_0}{1-X_0} = \frac{u_{l_1} \cdot X_1}{1-X_1} \quad (45)$$

et

$$\left(\frac{u_{l_0}}{1-X_0} + C_s \right) \cdot \Omega_0 \cdot X_0 = \left(\frac{u_{l_1}}{1-X_1} + C_s \right) \cdot \Omega_1 \cdot X_1 \quad (46)$$

Les équations (44) et (45) donnent :

$$u_{l_0} \cdot \Omega_0 = (1-X_0) \left(\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} \right) \quad (47)$$

tandis que (46) donne

$$u_{l_0} \cdot \Omega_0 + (1-X_0) \cdot C_s \cdot \Omega_0 = \frac{X_1}{X_0} \cdot \frac{1-X_0}{1-X_1} \cdot \left[u_{l_1} \cdot \Omega_1 + (1-X_1) \cdot C_s \cdot \Omega_1 \right]$$

En remplaçant $u_{l_0} \cdot \Omega_0$ et $u_{l_1} \cdot \Omega_1$ par leurs valeurs données par (47) et (44) on en déduit

$$X_1 = X_0 \cdot \frac{\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_0}{\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_1} \quad (48)$$

Remarques :

1 - Au bout d'un temps infini dV/dt et dZ/dt s'annulent et on a

$$X_1 = X_0 \cdot \frac{\Omega_0}{\Omega_1},$$

comme on pourrait le voir directement par une simple équation de bilan.

2 - Si l'écoulement de la suspension et la vitesse de sédimentation sont opposés, il suffira de remplacer C_s par $-C_s$ dans l'équation (48). Dans ce cas X_1 augmente avec le temps jusqu'à une valeur maximale correspondant au remplissage de la cellule par des particules jointives, c'est-à-dire pour une teneur volumique $X_1 = 1-\epsilon$. Dès que l'on approche de cette teneur, il n'est évidemment plus possible de différencier gâteau et suspension.

22 - APPLICATION AUX EQUATIONS DE FILTRATION

Le même calcul qu'en 12 conduit à

$$dM = X_1 \cdot (\rho_s \cdot dV + \Omega_1 \cdot \rho_s \cdot C_s \cdot dt + \Omega_1 \cdot \rho_s \cdot dZ)$$

soit, en remplaçant X_1 par sa valeur donnée par (48)

$$dM = X_0 \cdot \frac{\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_0}{\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_1} \cdot (\rho_s \cdot dV + \Omega_1 \cdot \rho_s \cdot C_s \cdot dt + \Omega_1 \cdot \rho_s \cdot dZ)$$

On a donc

$$\frac{dM}{dt} = X_0 \cdot \rho_s \cdot \frac{\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_0}{\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_1} \cdot \left(\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_1 \right)$$

$$\frac{dM}{dt} = X_0 \cdot \rho_s \left(\frac{dV}{dt} + \Omega_1 \cdot \frac{dZ}{dt} + C_s \cdot \Omega_0 \right)$$

En remplaçant $\Omega_1 \cdot dZ$ par $\frac{dM}{\rho_s \cdot (1-\epsilon)}$ on a

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} \left(1 - \frac{X_0}{1-\epsilon} \right) &= X_0 \cdot \rho_s \cdot \frac{dV}{dt} + X_0 \cdot \rho_s \cdot C_s \cdot \Omega_0 \\ dM &= \frac{X_0 \cdot \rho_s \cdot (1-\epsilon)}{1-\epsilon-X_0} \cdot dV + \frac{X_0 \cdot \rho_s \cdot (1-\epsilon)}{1-\epsilon-X_0} \cdot C_s \cdot \Omega_0 \cdot dt \end{aligned}$$

soit, d'après l'équation (37) :

$$dM = W \cdot dV + W \cdot C_s \cdot \Omega_0 \cdot dt$$

dont la forme est analogue à celle de l'équation (39), à la différence près que le terme complémentaire en $W \cdot C_s \cdot \Omega_0 \cdot dt$ fait intervenir Ω_0 (aire de la section du tube d'alimentation) et non la surface filtrante Ω_1 .

Le même raisonnement qu'en 121 va conduire à une relation du même type que l'équation 40 :

$$t = \frac{a}{f'} \cdot \left(\frac{e^{f' \cdot V} - 1}{f'} - V \right) + \frac{e^{f' \cdot V} - 1}{f'} \cdot b \quad (50)$$

Le coefficient f' est différent de f :

$$f' = \frac{\eta \cdot \alpha \cdot W \cdot \Omega_0}{\Delta P \cdot \Omega_1^2} \cdot C_s$$

3 - ESSAIS DE SEDIMENTATION

Il aurait été souhaitable de tester la validité des relations théoriques établies ci-dessus.

Il ne nous a cependant pas été possible de la faire de façon rigoureuse, eu égard à la conception de la cellule. Nous savons en effet qu'elle est initialement remplie d'eau claire et que des particules solides s'accumulent dans le tube d'alimentation, ce qui va se traduire par une teneur initiale de la suspension variable de façon imprévisible et non exprimable mathématiquement.

Nous ne pouvons donc pas espérer avoir une superposition parfaite des résultats expérimentaux et des résultats calculés.

Sachant que l'équation de Kozeny-Carman s'applique de façon satisfaisante aux gâteaux formés de particules sphériques assez bien calibrées, nous nous en sommes servis pour calculer $\bar{\alpha}$. La vitesse de chute C_s a été calculée à partir de la loi de Stokes. Les autres données (W initial, R_s , η , ΔP , Ω) ont été mesurées.

Ces données nous permettent de calculer le volume recueilli en fonction du temps à l'aide de l'équation (50), que nous comparons aux résultats expérimentaux.

31 - LES ESSAIS SUR POLYSTYRENE SULFONE A COEUR

Nous avons précédemment indiqué que nous avons choisi ce matériau en raison de sa forme bien sphérique et de sa masse volumique relativement élevée ($1,5 \text{ g/cm}^3$ sur produit sec). D'autre part, nous disposons d'un lot bien calibré en quantité assez importante pour nous permettre d'utiliser une suspension à près de 15 g/litre , donnant ainsi naissance à des gâteaux très épais. Le débit en fin d'essai est alors très réduit, ce qui se traduit par un net appauvrissement de la suspension dans la cellule, c'est-à-dire par une sédimentation marquée.

On peut ainsi noter que, pour un des essais sous une pression de 120 mm de mercure ($0,148 \text{ bar}$), une épaisseur de 15 cm de gâteau est obtenue au bout de $1 \text{ heure } 5 \text{ minutes}$, le volume de filtrat correspondant étant de $9,61 \text{ litres}$. Si on se basait uniquement sur la loi de filtration idéale, on aurait $M = W.V$, avec ici $W = 13,8.10^{-3} \text{ g/cm}^3$, soit $M = 132,6 \text{ g}$, ce qui devrait correspondre à un gâteau de $8,5 \text{ cm}$ de hauteur au lieu de 15 .

L'interprétation des mesures correspondantes s'est cependant avérée très délicate, pour ne pas dire douteuse.

En effet, la résine échangeuse d'ions gonfle à peu près instantanément dans l'eau et nous avons vu au paragraphe 113 que la masse volumique globale du produit humide est de $1,31 \text{ g/cm}^3$.

On retrouve bien la masse volumique vraie de $1,5 \text{ g/cm}^3$ en mettant le produit en suspension dans des solutions diversement concentrées d'acide sulfurique.

On peut également mesurer la vitesse sédimentation, que l'on trouve de 0,206 cm/s, chiffre qui est exactement donné par le calcul avec $\varnothing_m = 87$ microns (diamètre moyen des particules mouillées) mais $\rho_s = 1,5$ g/cm³ et non 1,31.

Par contre, si on veut appliquer par exemple la relation de Kozeny Carman, la masse volumique à faire intervenir sera $\rho_s = 1,31$ g/cm³ et non 1,5, puisque c'est elle qui intervient dans la masse de gâteau définie par $M = \Omega.Z.(1-\epsilon).\rho_s$.

Si nous traçons le graphique $(t-t_0)/(V-V_0)$ vs $V-V_0$ pour l'essai précédemment signalé (120 mm au manomètre mercure-eau), nous obtenons une résistance spécifique, donnée par la pente initiale de $2,87.10^7$ cm/g (la 2ème pente correspondrait à $4,3.10^7$ cm/g) alors que Kozeny Carman donnerait seulement $1,55.10^7$ cm/g.

C'est la seule fois où nous ayons constaté un tel décalage entre la valeur vraie de α et la valeur calculée par Kozeny Carman, alors que l'on sait que, dans ce domaine des particules sphériques bien calibrées les résultats calculés sont très proches des valeurs expérimentales.

Une autre caractéristique particulière de ce matériau est sa compressibilité : la résistance spécifique sous 120 mm de mercure de pression est de $2,87.10^7$ cm/g ; elle passe à $3,14.10^7$ pour 200 mm et, de 300 à 900 mm se stabilise à $3,2.10^7$ cm/g. Là encore, ce comportement est assez anormal.

Des chercheurs travaillant sur ces problèmes des résines échangeuses d'ions nous ont d'ailleurs signalé que l'hydrodynamique des lits de résines était très délicate à prévoir.

Nous ne pourrions donc déduire que peu de choses de ces essais, puisque nous ne pourrions nous baser que sur des données douteuses.

On peut cependant noter que les calculs théoriques conduisent à des résultats qualitativement en bon accord avec les résultats expérimentaux : on constate en particulier que les points calculés se placent de façon à peu près parfaite sur deux droites, la seconde ayant une pente supérieure à la première.

32 - LES ESSAIS SUR MICROBILLES DE VERRE

Le choix de ce matériau nous assurait une stabilité dimensionnelle certaine, c'est-à-dire la disparition de beaucoup des inconvénients rencontrés avec le polystyrène sulfoné à coeur.

La masse volumique relativement importante du produit (2,410 g/cm³) nous assurait une sédimentation assez nette, surtout en fin d'essais, et ceci malgré le diamètre assez faible des particules (49,2 microns, soit une surface spécifique de 1220 cm²/cm³ et une vitesse de chute dans l'eau à 20° de 0,186 cm/s). Pour tous ces essais, le terme W (masse de gâteau déposée par unité de volume de filtrat) valait $8,5.10^{-3}$ g/cm³.

Le résultat d'un des essais est reproduit sur la figure 100, où nous avons porté les points expérimentaux sous la forme $(t-t_0)/(V-V_0)$ vs $V-V_0$, la pente théorique donnée par Kozeny-Carman, et les points calculés par la formule 50 sous la forme t/V vs V . Les données nécessaires au calcul étaient : $\alpha = 2,7.10^7$ cm/g - $\rho_s = 2,41$ g/cm³ - $\rho_l = 1$ g/cm³ - $\eta = 10^{-2}$ poises - $\varnothing_m = 4,92.10^{-3}$ cm - $C_s = 0,186$ cm/s - $\Delta P = 0,247.10^6$ baryes - $\Omega_1 = 20,08$ cm² - $\Omega_0 = 3,14$ cm² - $\epsilon = 0,40$ - $R_s = 4,01.10^5$ cm⁻¹.

La superposition des courbes n'est évidemment pas réalisée, comme on pouvait le prévoir. Mais, d'une part les deux pentes initiales sont identiques et sensiblement égales à la pente théorique, d'autre part, on retrouve bien, d'après les valeurs calculées, que les points figuratifs finissent par s'aligner sur une nouvelle droite de pente un peu supérieure à la première.

La concordance entre les pentes de ces deuxièmes droites est plus douteuse.

Les courbes théoriques des volumes de filtrat et hauteurs du gâteau sont également en très bon accord avec les valeurs mesurées, comme le montre la figure 101. Si on traçait sur ce même graphique la courbe de Z vs t que l'on obtiendrait par les lois de la filtration idéale sans sédimentation, on constaterait un décalage assez important.

Des résultats analogues ont été obtenus avec ce même matériau mais sous diverses pressions.

En conclusion de ces études annexes de sédimentation, nous pouvons donc dire que :

- la relation traduit de façon satisfaisante les résultats expérimentaux ; l'écart entre ces derniers (ou les résultats théoriques puisqu'ils sont sensiblement identiques) et les résultats que l'on déduirait de l'application simple des lois de filtration idéale sans sédimentation est plus ou moins important sur les volumes de filtrat, mais toujours très important sur les épaisseurs de gâteaux.

- dès les premiers instants de la filtration, le graphique t/V vs V est linéaire et la pente de cette droite correspond bien à la pente théorique sans sédimentation, malgré la forme tout à fait particulière de l'équation 50 définie précédemment.

- Au bout d'un certain temps, les points figuratifs s'alignent sur une nouvelle droite, ce qui n'était absolument pas évident a priori. On peut donc dire que la loi de filtration est encore parabolique dans cette zone, mais avec des coefficients différents et qu'il ne nous a pas été possible de relier aux caractéristiques de la suspension et en particulier à la vitesse de Stokes des particules.

4 - CONCLUSION GENERALE SUR LA CONCEPTION DE LA CELLULE DE FILTRATION

Pour réaliser notre cellule, nous nous sommes initialement basés sur les schémas de principe fréquemment rencontrés dans la littérature. De nombreuses modifications de détails ont été apportées à l'appareil initial, mais la conception de base de l'appareil est restée inchangée : une cellule de $\varnothing$ 50 mm et un réservoir de stockage de 50 litres (capacité efficace 35 litres) reliés par un tube de $\varnothing$ 20 comportant un robinet à manoeuvre rapide.

Les résultats obtenus au cours des essais de sédimentation, ainsi que diverses considérations évoquées au cours de ce rapport nous permettent de préciser les avantages et les inconvénients de ce poste d'études.

Avantages :

- Relative simplicité de l'appareillage
- Possibilité de travailler en eau dégazée et hors du contact de l'air, ce qui assure le non désaéragé dans le gâteau et surtout permet l'addition d'agents mouillants à la suspension sans formation de mousses.
- L'alimentation du vase de Mariotte en air comprimé par l'intermédiaire d'un réservoir de 200 litres permet une mise en pression quasi instantanée de l'appareil.
- Le système optico-pneumatique de régulation de pression permet d'effectuer tous les essais sous des pressions très stables et faciles à pré-fixer.
- Le système de fluidisation du gâteau permet le renouvellement rapide des essais dans des conditions bien reproductibles.
- Le diamètre de la cellule est suffisamment réduit pour que les débits de filtrat ne soient jamais trop importants et restent aisément mesurables, au moins à l'aide d'un magnétophone.

Inconvénients :

- Les pressions de filtration utilisables ne peuvent être inférieures à $0,12 \cdot 10^6$ baryes en raison de la distance entre la cellule et la base du tube plongeur du vase de Mariotte.
- Par opposition au dernier des avantages notés ci-dessus, le diamètre de la cellule risque d'être trop faible si les gâteaux formés sont de forte épaisseur. Certains essais sur C.C.P. ont en effet montré l'existence de frottements gâteaux-parois et il est à peu près certain que ces phénomènes se retrouvent partiellement dans le cas de la cellule filtrante. Les problèmes de mesures de débits risquent d'être alors délicats.
- Les liaisons entre la pompe de circulation et le réservoir de suspension sont réalisés en tubes souples dont le volume est mal défini et qui sont remplis de façon plus ou moins reproductible. Il s'en suivra certaines irrégularités sur le volume total de liquide de la suspension, donc sur la teneur volumique en matières solides de la suspension.
- La cellule de filtration est initialement remplie d'eau claire, entraînant donc une variation initiale de la teneur de la suspension en matières solides, non prévue lors de l'application des équations classiques.
- Des particules solides s'accumulent dans le tube de liaison entre cellule et réservoir sphérique, au-dessus du robinet. Au début d'un essai, ces particules vont se mélanger à l'eau claire de la cellule, faisant encore varier la teneur en matières solides dans des proportions imprévisibles.
- Enfin, le tube de liaison a un diamètre inférieur à celui de la cellule, ce qui, comme nous venons de le voir, complique singulièrement les équations de filtration en raison de la sédimentation.

Nous avons cependant toujours pris la précaution (sauf pour les essais volontaires de sédimentation), d'utiliser des particules dont les masses volumiques étaient assez proches de celle de l'eau (polystyrène sulfoné en surface et fibres de nylon) ou de granulométrie assez réduite (kieselguhr) pour que la vitesse de sédimentation soit négligeable.

Nous avons vu que, dans ces conditions, la sédimentation n'avait un effet notable qu'au bout d'un temps relativement important, permettant, grâce aux mesures antérieures, la détermination correcte de la résistance spécifique.

Certaines des études faites sur cellule filtrante et citées dans la littérature n'ont probablement pas toujours été menées en tenant compte de

façon assez rigoureuse des phénomènes perturbateurs évoqués ci-dessus.

Bien qu'ils n'aient, à notre connaissance, publié aucune étude sur ces problèmes, il semble cependant que SHIRATO [66] et TILLER [74] aient noté la plupart de ces inconvénients.

L'un et l'autre préconisent en effet l'utilisation d'un poste d'essais et d'une cellule dont nous avons reproduit le schéma sur la figure 102.

Le cellule devrait avoir de 200 à 300 mm de diamètre pour que l'on puisse négliger les éventuels frottements du gâteau entre les parois. Un système de circulation continue de la suspension supprime les effets de la sédimentation. Une plaque perforée, maintenue à faible distance de la surface du gâteau et que l'on soulève progressivement, protège la surface du gâteau de l'agitation de la suspension.

Sur une telle installation un système de fluidisation du gâteau est évidemment concevable : il suffit, après fluidisation, de laisser la suspension circuler quelques instants dans l'ensemble de l'appareil pour retrouver rapidement une teneur homogène et reproductible.

Rien n'est prévu pour éviter un éventuel dégazage du liquide au cours de sa traversée du gâteau. Mais on peut espérer que, l'agitation étant effectuée à la pression atmosphérique (la pression est créée au-delà du réservoir de stockage), ce phénomène serait nul ou négligeable.

Notons cependant que, l'agitation étant faite à l'air libre, l'utilisation d'agents mouillants (comme le "Teepol" que nous avons utilisé pour tous nos essais) serait impossible.

ANNEXE 2

LE CONCEPT DE TORTUOSITE

Le but de notre travail n'était pas de raisonner sur la validité du modèle de Kozeny, et encore moins sur la valeur du concept de tortuosité qui est une des bases de cette étude.

Certaines anomalies, liées à la stricte observation de ce modèle, nous ont cependant amené à quelques réflexions que nous exposons ci-dessous sans prétendre ni avoir résolu le problème ni même en avoir saisi toutes les subtilités.

En se référant au modèle de Kozeny, la constante h_K est définie par l'équation

$$h_K = 2 \cdot \gamma \cdot T^2 \quad (27)$$

où γ est le facteur de non-circularité des pores, pratiquement compris entre 1,0 et 1,3 (avec des valeurs extrémales, pour les formes géométriques classiques, de 0,83 à 1,5) et T le facteur de tortuosité (ou tortuosité), égal au rapport de la longueur moyenne des chemins liquides à l'épaisseur du milieu poreux.

Si nous admettons la validité du modèle de Kozeny et *si nous nous basons sur cette définition simple de la tortuosité*, nous aboutissons alors, pour les milieux fibreux à fortes porosités, à des résultats calculés en contradiction très nette avec l'expérience. En effet pour des porosités proches de 1 (pour lesquelles le chemin des filets fluides est quasiment rectiligne *dans un milieu isotrope* et donc pour lesquelles la tortuosité *telle que définie ci-dessus* est sensiblement égale à l'unité), la constante de Kozeny calculée d'après (27) aurait des valeurs de l'ordre de 1,5 à 3, l'expérience prouvant au contraire qu'elle est alors très supérieure.

Le modèle de Kozeny est évidemment très aisé à critiquer : concavité des pores, régularité des sections, anisotropie du modèle liée à l'absence d'interconnexions etc...., tous facteurs qui sont en contradiction formelle avec leurs correspondants dans le milieu réel.

Il n'empêche que, dans de très nombreux cas, et en particulier pour les milieux de porosités moyennes, ce modèle conduit à des résultats en assez bon accord avec les mesures expérimentales.

Quels sont alors les facteurs qui peuvent expliquer, pour les milieux fibreux par exemple (et pour d'autres matériaux comme certaines mousses ou des catalyseurs) les écarts importants entre théorie et expérience ?

Dans les relations basées sur le modèle de Kozeny et donnant, soit la résistance spécifique, soit la perméabilité du milieu, interviennent essentiellement : la surface spécifique des particules, la porosité du milieu et la constante h_K .

Tant que nous n'avons pas affaire à des particules très déformables ou à des flocons ou à des corps microporeux, nous pouvons admettre que la surface spécifique peut être connue avec assez de précision.

La porosité est également en général assez bien connue. Exception faite des matériaux microporeux on peut donc espérer disposer d'une valeur correcte de ϵ . Notons cependant que RUTH [51], pour les milieux poreux classiques, et KYAN [30], pour les milieux fibreux, ont admis l'existence de porosités "mortes", c'est-à-dire remplies de filtrat, mais qui y reste ensuite immobile.

Reste la constante de Kozeny, qui caractérise la forme des pores du milieu. Rappelons que ce modèle représente ces pores sous la forme de cylindres identiques, parfaits, inclinés par rapport à la direction générale moyenne de l'écoulement.

Les écarts entre ces pores idéaux et les pores réels sont de quatre types, comme nous l'avons schématisé sur la figure 103, toujours sans tenir compte des éventuelles microporosités des particules :

1 - Les pores réels n'ont jamais de section circulaire. Nous admettons que le facteur de non-circularité γ de l'équation (27) en tient assez rigoureusement compte.

2 - Les pores réels sont tortueux, et on retrouve la définition simple du facteur de tortuosité T .

3 - Les pores réels sont tous interconnectés si bien que l'écoulement qui commence à se faire dans un pore pourra se dévier partiellement vers un pore voisin dans lequel les conditions d'écoulement sont plus aisées sur une certaine distance.

4 - Enfin les pores sont effectivement formés par des séries d'élargissements et de rétrécissements, cet aspect étant lié à la caractéristique précédente : si le rétrécissement d'un pore est trop important le fluide va automatiquement se diriger vers un pore à plus forte section.

Nous nous intéresserons essentiellement à la tortuosité et à la striction des pores.

La tortuosité

On sait que, en mesurant le rapport C/C_0 de la conductibilité électrique apparente d'un milieu poreux dont les pores sont remplis d'électrolyte à la conductibilité de cet électrolyte, ou en mesurant le rapport D/D_0 du coefficient de diffusion effectif d'un milieu poreux au coefficient de diffusion global, on aboutit, pour un milieu formé de pores cylindriques, rectilignes, inclinés (pores du modèle de Kozeny), à des relations de la forme

$$\frac{C}{C_0} = \frac{D}{D_0} = \frac{\epsilon}{T^2}$$

D'autres relations que celle-ci, faisant intervenir des exposants de ϵ et T différents peuvent aussi être établies. Le lecteur intéressé pourra trouver dans la thèse de PROST [46] une étude approfondie de ce problème.

Nous admettrons la validité de l'équation ci-dessus et la correspondance entre la tortuosité que l'on en déduit et la tortuosité des filets fluides, bien que les lois de l'écoulement d'un fluide dans les pores fassent appel à des conditions différentes de celles de la loi d'Ohm ou de la loi de Fick.

La striction

L'effet des rétrécissements et élargissements a été examiné par GIDDINGS [20], mais dans le cas d'un pore unique à axe rectiligne (schéma 3, figure 103). Il a alors montré que l'on a

$$\frac{D}{D_0} = \frac{1}{\bar{\Omega} \cdot \left(\frac{1}{\Omega}\right)}$$

$\bar{\Omega}$ étant l'aire moyenne du pore et $\left(\frac{1}{\Omega}\right)$ la moyenne de l'inverse de cette aire.

Il est évident qu'une seule striction importante dans le pore va entraîner un $\frac{1}{\Omega}$ grand, donc un $\left(\frac{1}{\Omega}\right)$ également élevé.

Le phénomène global

En admettant que les deux phénomènes (tortuosité et striction) coexistent, on aurait :

$$\frac{C}{C_0} = \frac{\varepsilon}{\tau^2} \cdot \frac{1}{\bar{\Omega} \cdot \left(\frac{1}{\Omega}\right)}$$

On voit donc qu'il est difficile de concevoir la seule existence du facteur de tortuosité, mais que ce facteur doit être multiplié par un terme qui peut atteindre des valeurs importantes : croyant mesurer τ on mesure en fait

$$\tau \times \left[\bar{\Omega} \cdot \left(\frac{1}{\Omega}\right) \right]^{1/2}$$

Cette particularité pourrait, dans une certaine mesure, expliquer les valeurs importantes de ce que l'on pense être la tortuosité, rencontrées dans la littérature. Au sujet de divers catalyseurs SATTERFIELD [52] indique par exemple des "tortuosités" nettement supérieures à 10.

Par contre on trouve, dans ce même ouvrage des valeurs de la "tortuosité" inférieures à 1 (0,285) ce qui n'a évidemment aucun sens physique puisque ni τ ni $\bar{\Omega} \cdot \left(\frac{1}{\Omega}\right)$ ne sauraient être inférieures à l'unité.

Il semble ainsi que cette représentation, basée sur les deux seuls concepts de tortuosité et de striction soit insuffisante pour décrire les phénomènes réels, bien que ce soit cependant, au moins en apparence, une amélioration du modèle basé sur la simple tortuosité.

Mais il faut noter qu'une caractéristique du milieu réel, qui devrait logiquement avoir son importance, n'a pas été prise en ligne de compte : les interconnexions entre pores.

Il est possible que la combinaison des trois phénomènes (tortuosité, strictions, interconnexions) permette de serrer de plus près la réalité. A notre connaissance une telle étude n'a pas encore été effectuée.

Notons enfin que l'effet de la striction seule, sans interconnexions, tel que défini par GIDDINGS, peut conduire à des résultats discutables.

Si on considère en effet un empilement de particules sphériques on imagine aisément des successions d'élargissements et de rétrécissements très marqués, ce qui devrait correspondre à un terme en $\bar{\Omega} \cdot \left(\frac{1}{\Omega}\right)$ assez élevé et d'ailleurs calculable pour divers empilements réguliers. Or il semble bien que les valeurs de τ (seul) couramment admises ($\sqrt{2} - 1,5 - \pi/2$) soient

tout à fait suffisantes pour décrire le phénomène, sans avoir à faire intervenir de terme complémentaire

Si on imagine au contraire un milieu fibreux très lâche (porosité supérieure à 0,9), on peut considérer (voir schéma 6, figure 103) les pores polygonaux comme sensiblement rectilignes, exception faite de leur coupure occasionnelle par une fibre de diamètre faible vis-à-vis du diamètre des pores.

Il nous paraît dans ces conditions difficile d'admettre les conclusions auxquelles aboutit PIEKAAR [44] qui obtiendrait des tortuosités (définies par ce chercheur sous la forme simple de rapports de longueurs) très nettement supérieures à l'unité et croissant lorsque la porosité passe par exemple de 0,90 à 0,95. Cet auteur admet d'ailleurs, sans l'expliquer, que la tortuosité devrait passer par un maximum pour ϵ compris entre 0,95 et 1,00 puisque la tortuosité retombe à 1 pour $\epsilon = 1,00$.

Nous pensons donc que le concept de tortuosité ne doit finalement être considéré que comme une image. Il a un sens si on le relie au modèle de Kozeny, mais il est très osé de vouloir raisonner sur cette même conception pour des pores différents de ceux de ce modèle.

Dans le cas des milieux fibreux il est également probable que le modèle du faisceau de pores ne soit pas le mieux adapté à sa représentation ; la nécessité de faire appel à des "constantes" de Kozeny croissant avec la porosité en est une preuve.

Il est possible que d'autres modèles, peut-être basés sur des orifices polygonaux variés disposés au hasard sur des plaques minces placées les unes au-dessus des autres mais espacées, donneraient de meilleurs résultats dans le cas des porosités moyennes ; pour les très fortes porosités, où les fibres sont relativement espacées les unes des autres il serait sans doute plus logique de raisonner sur la traînée de cylindres orientés au hasard par rapport à la direction générale de l'écoulement.

FIGURES

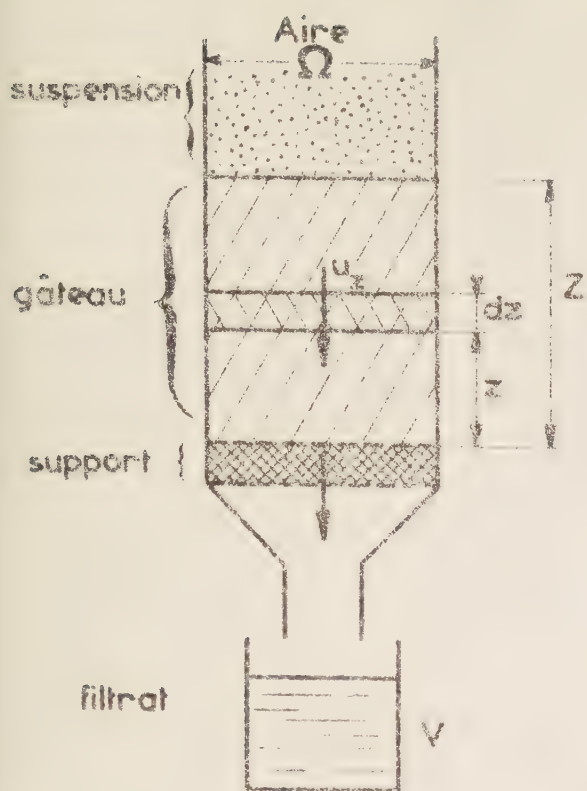


Fig. 1

Schéma de principe.

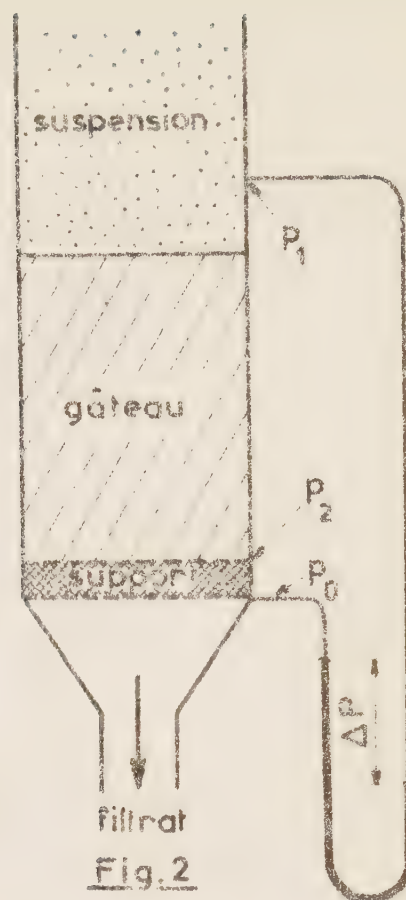


Fig. 2

Pressions de filtration.

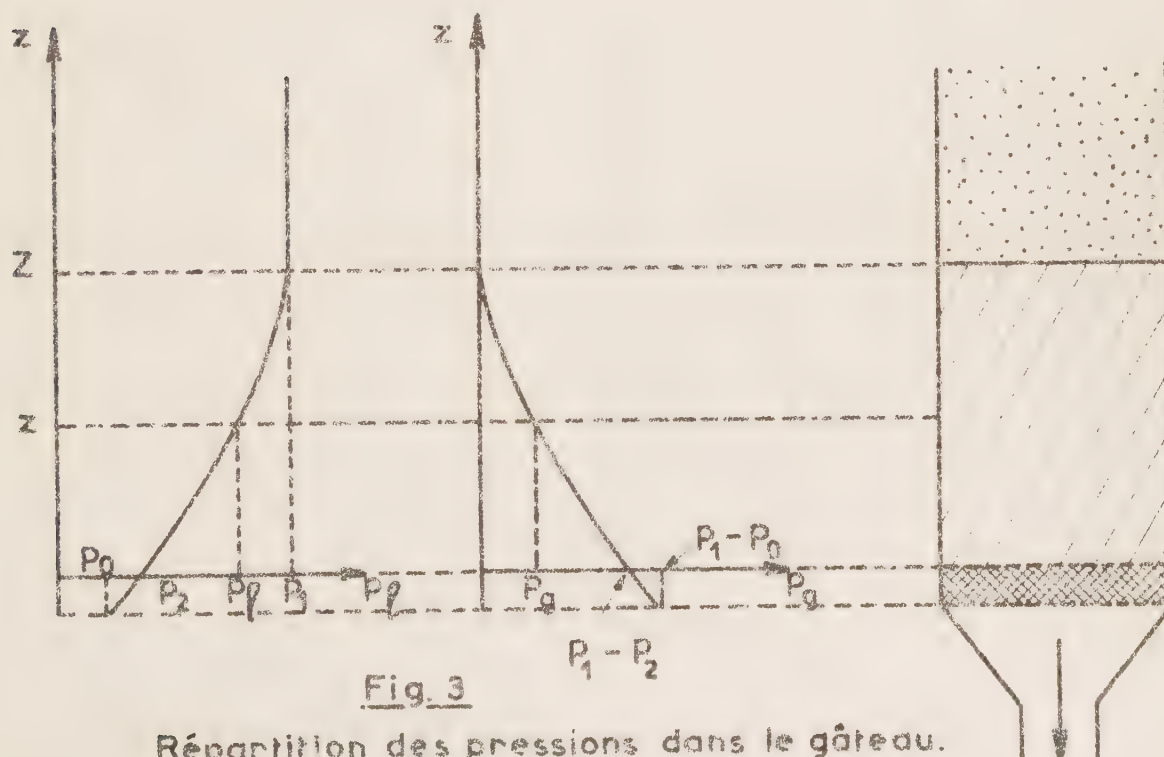


Fig. 3

Répartition des pressions dans le gâteau.

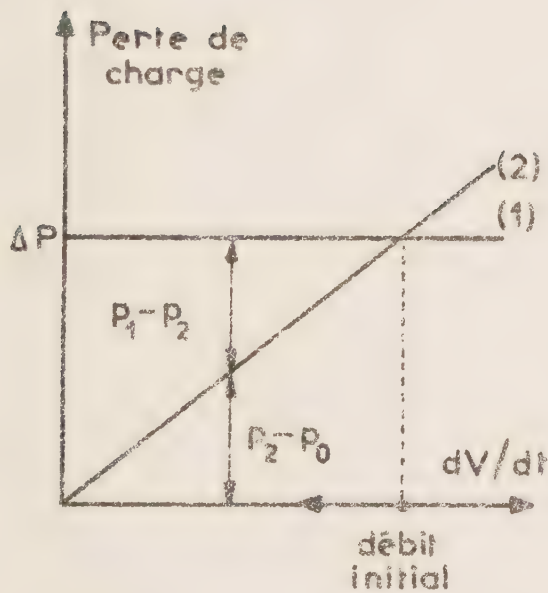
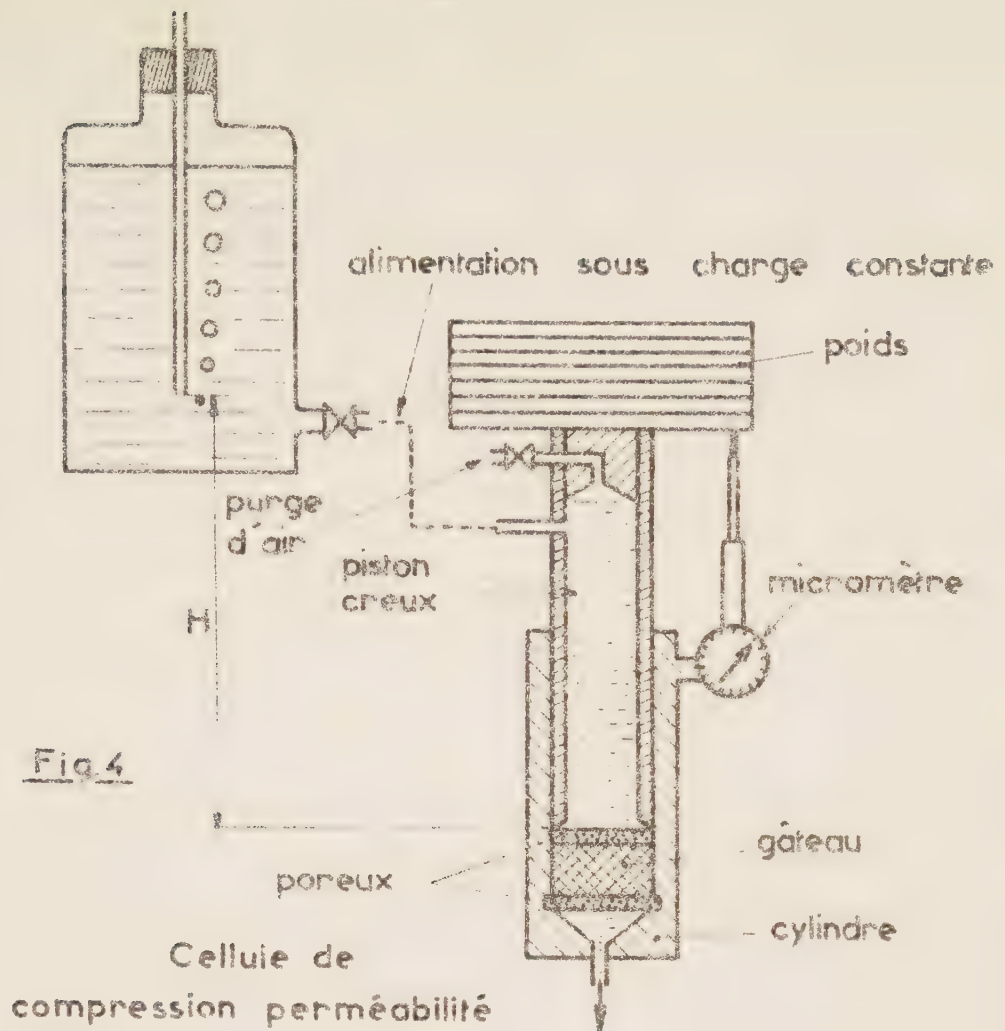
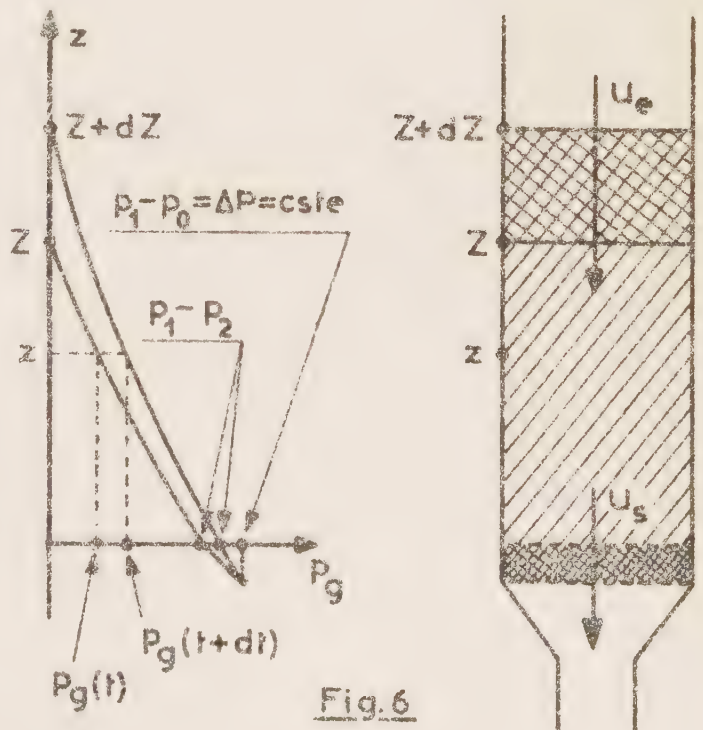


Fig. 5

Filtration à ΔP cst.
et $R_s \neq 0$.



Pressions dans le gâteau.

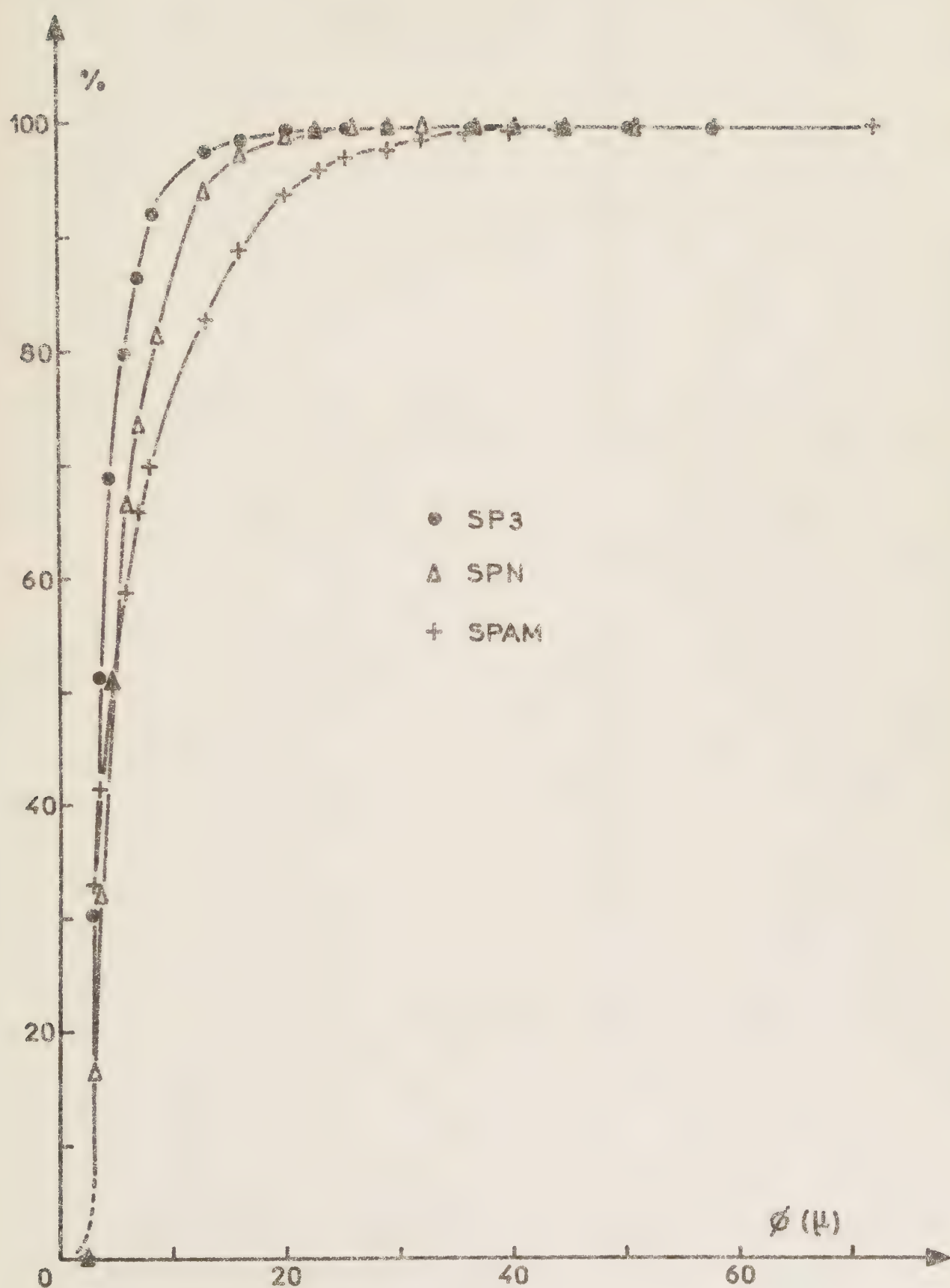


Fig. 7
Analyse au "Coulter-Counter".

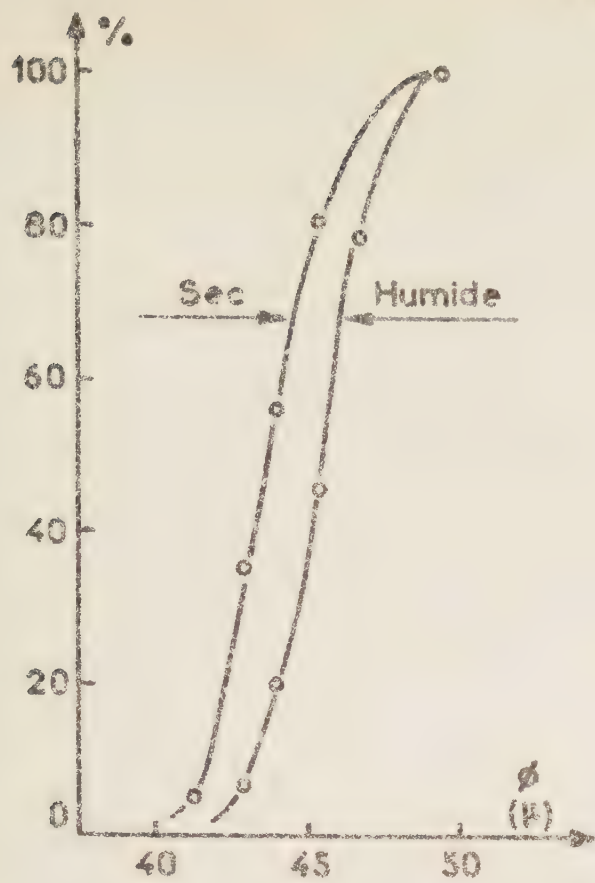


Fig. 8

Nylon G

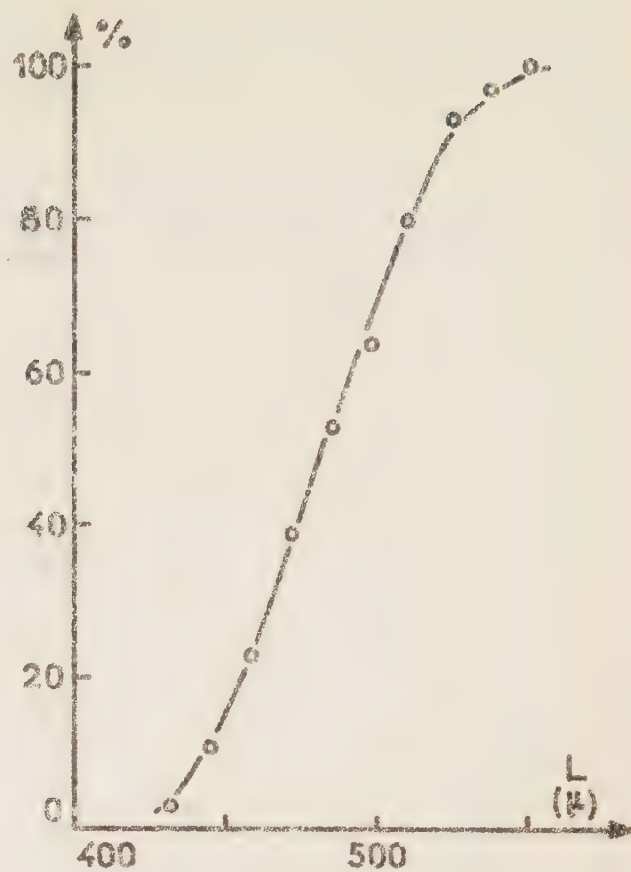


Fig. 9

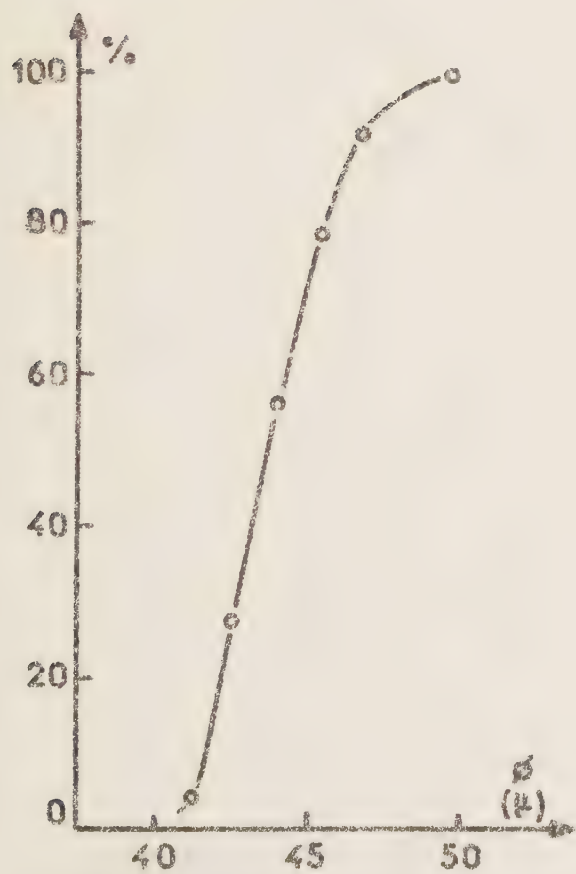


Fig. 10

Nylon H

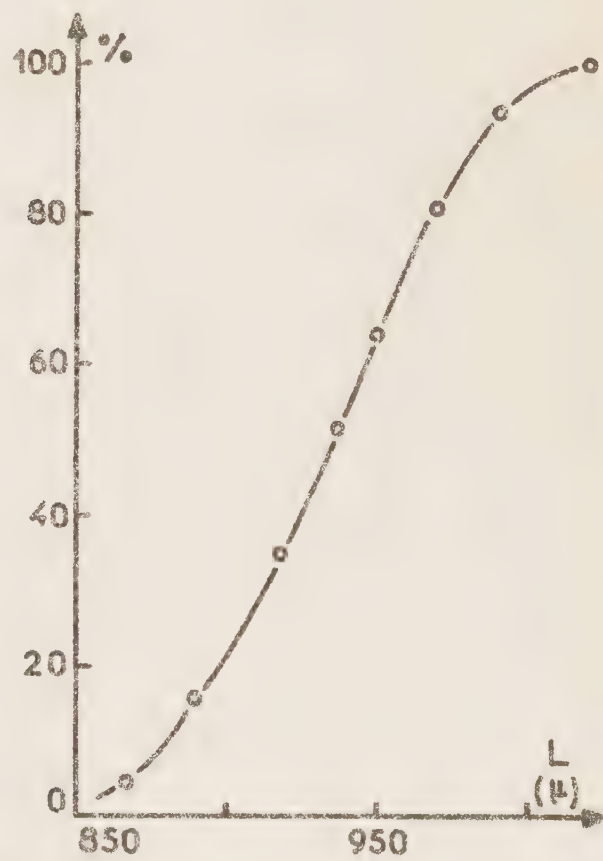
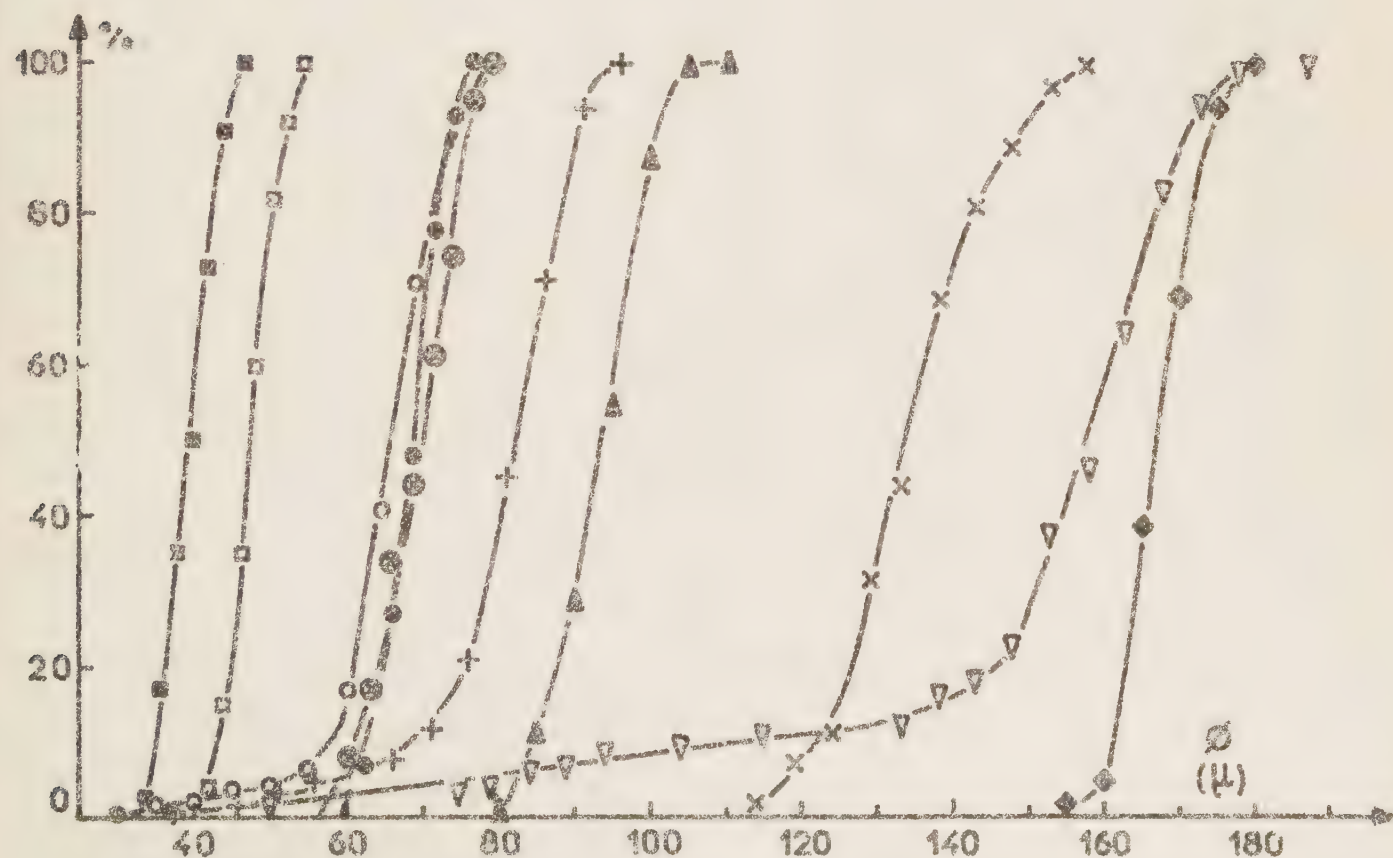
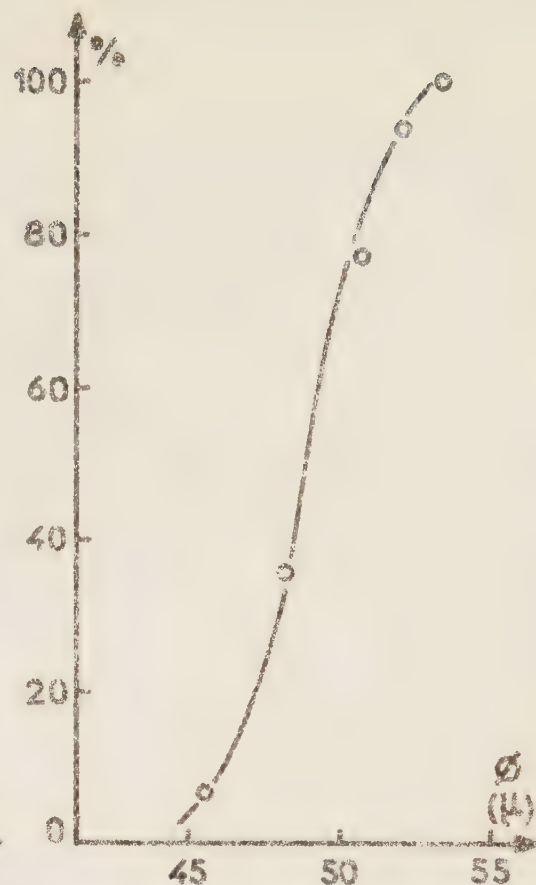
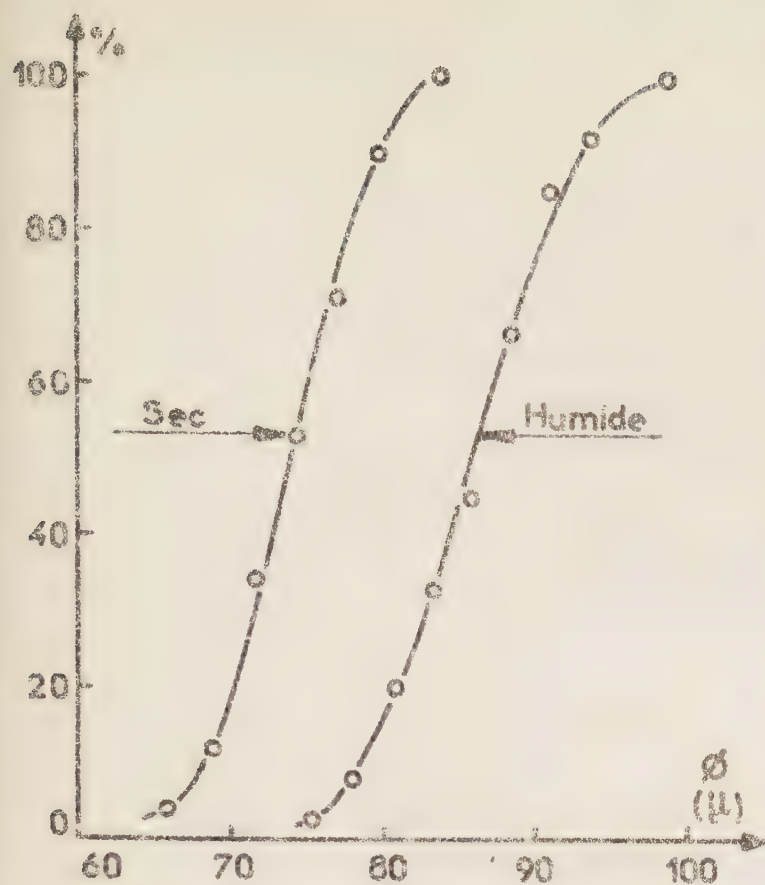


Fig. 11



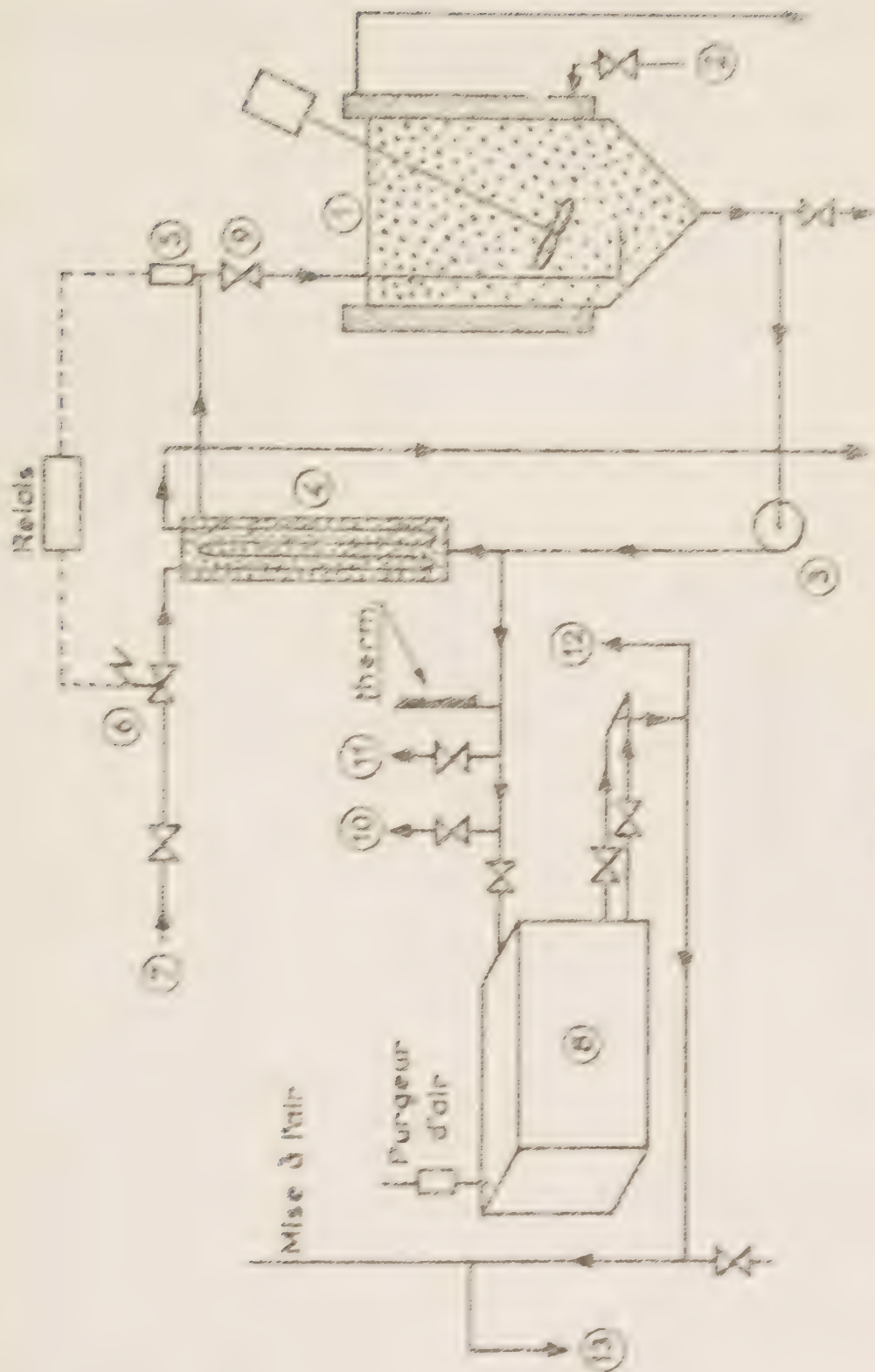


Fig. 15
Filtre-presses: schéma d'installation.

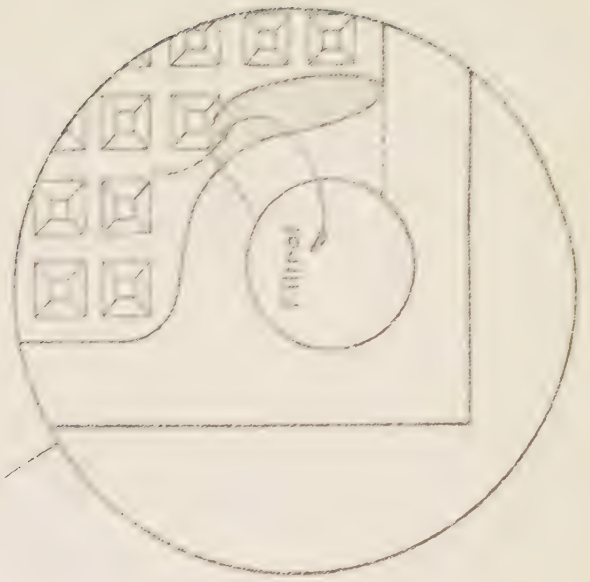
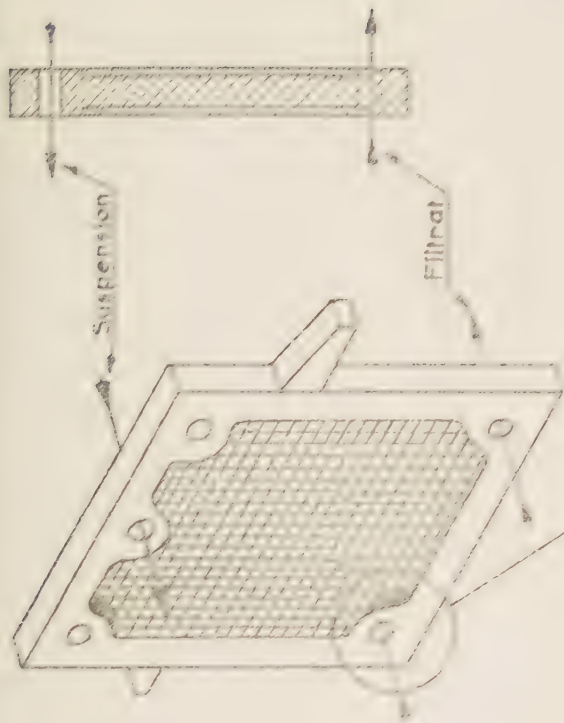
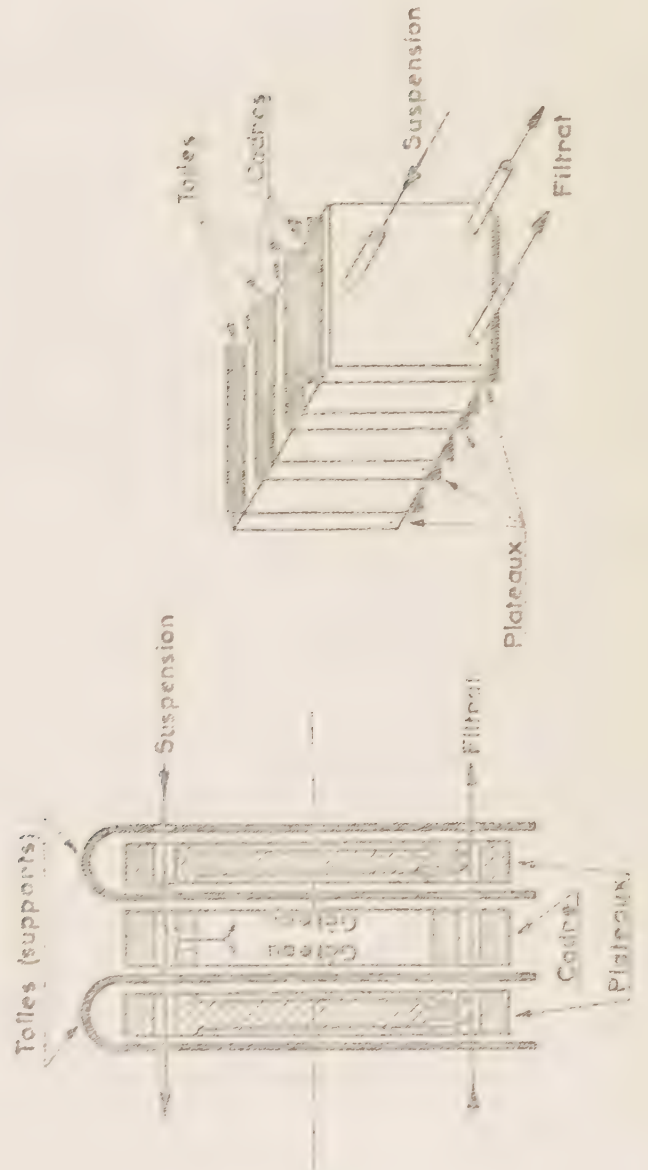
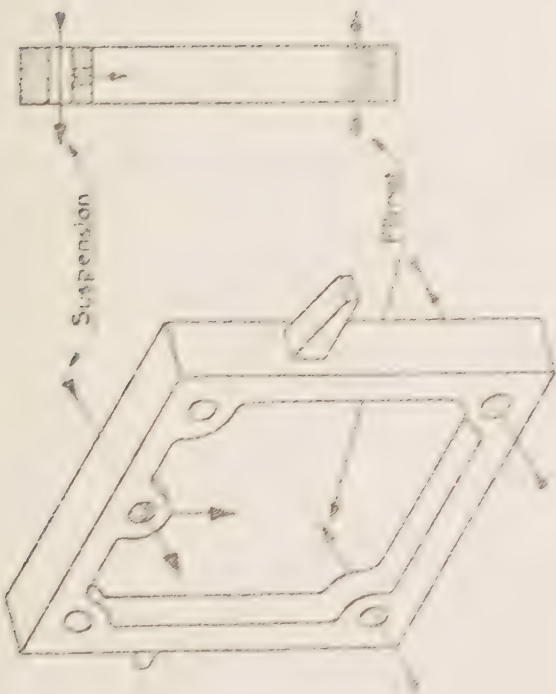


Fig.16
filtre - presse : détails



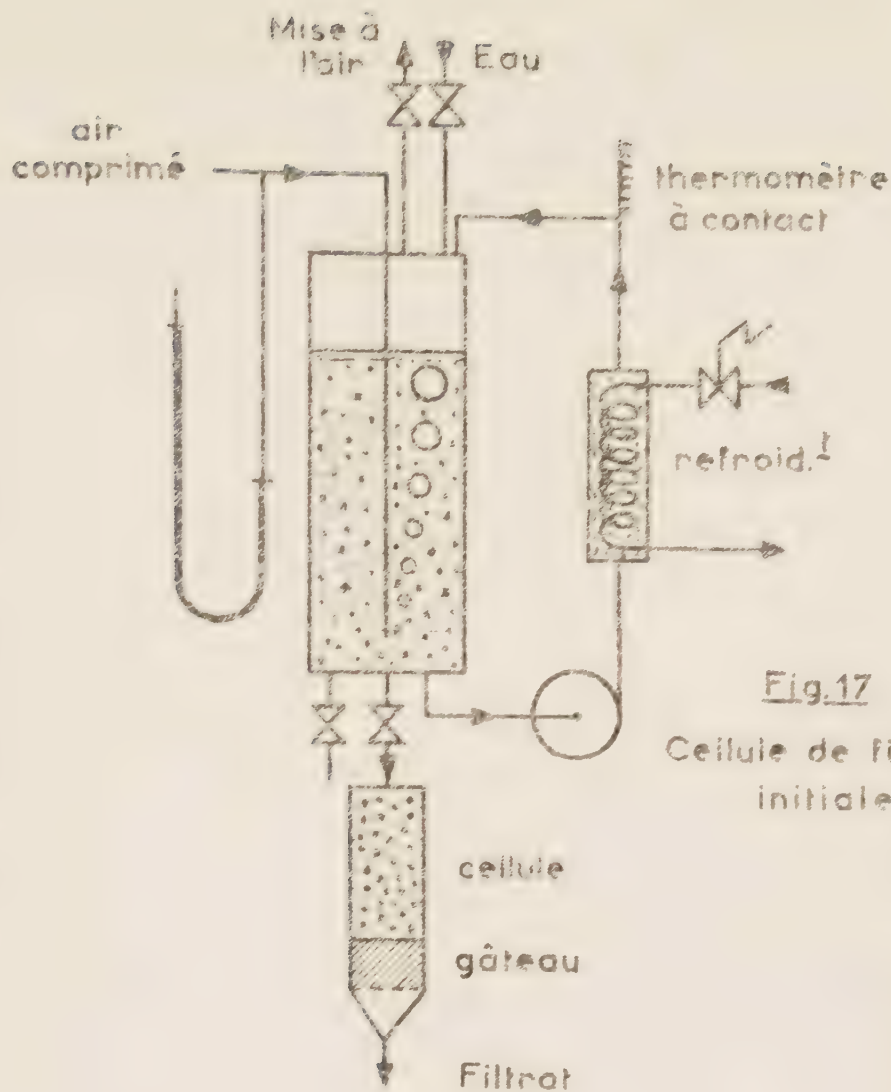


Fig.17
Cellule de filtration
initiale.

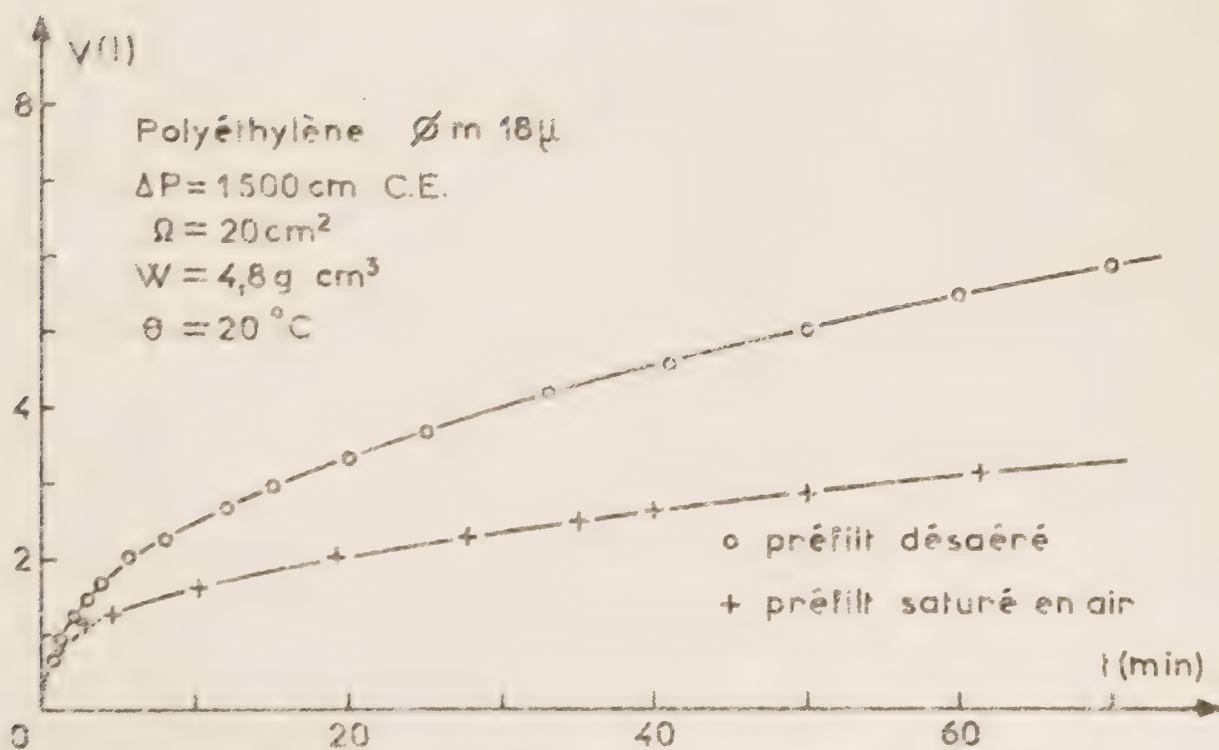


Fig.18 Effet du désaérage du liquide.

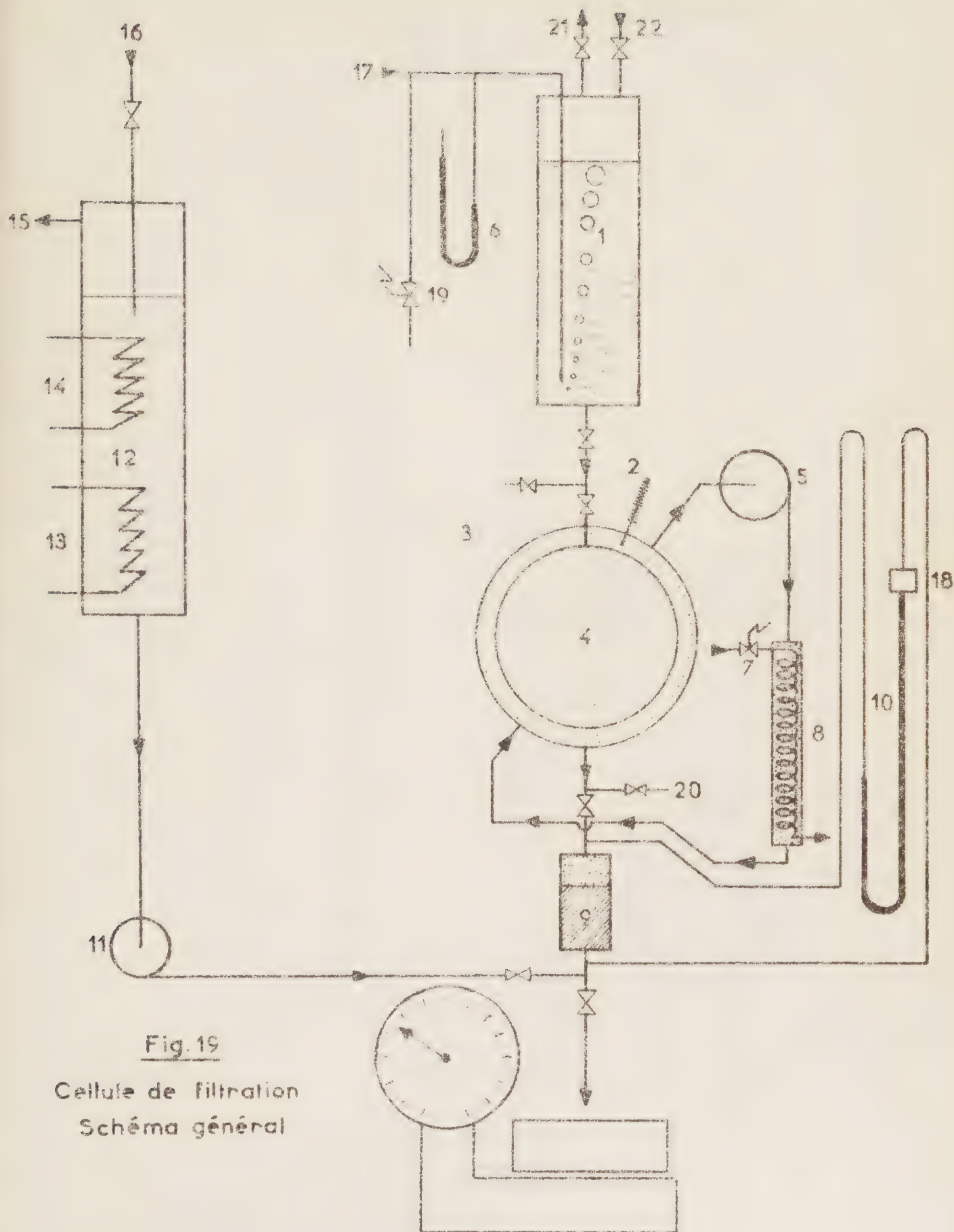


Fig. 19

Cellule de filtration
Schéma général

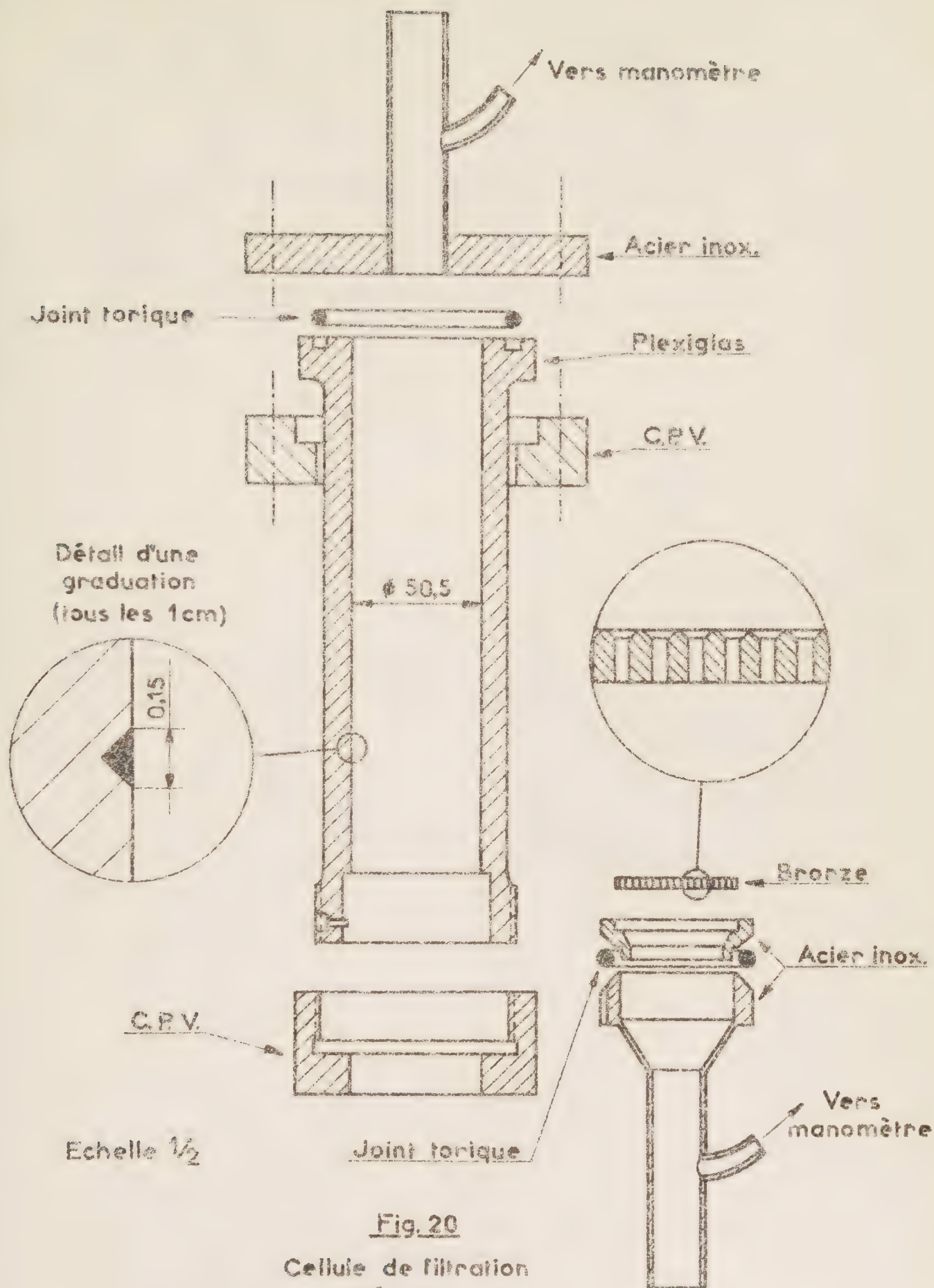


Fig. 20
Cellule de filtration
(détails)

Cellule de compression-perméabilité

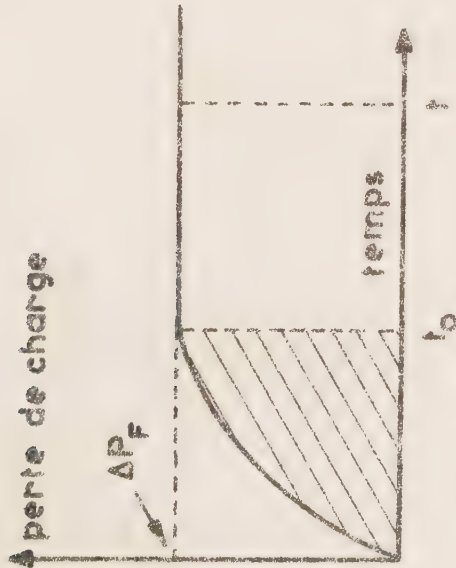


Fig.21
Variations initiales
de pression

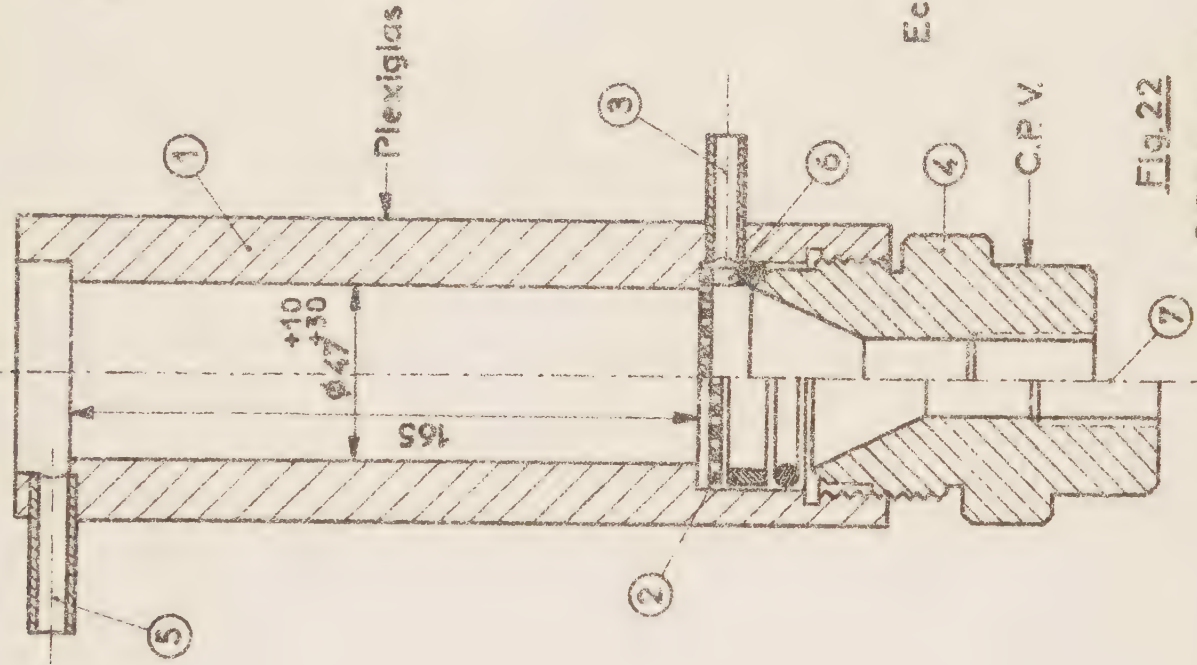


Fig.22
C.C.P (corps)

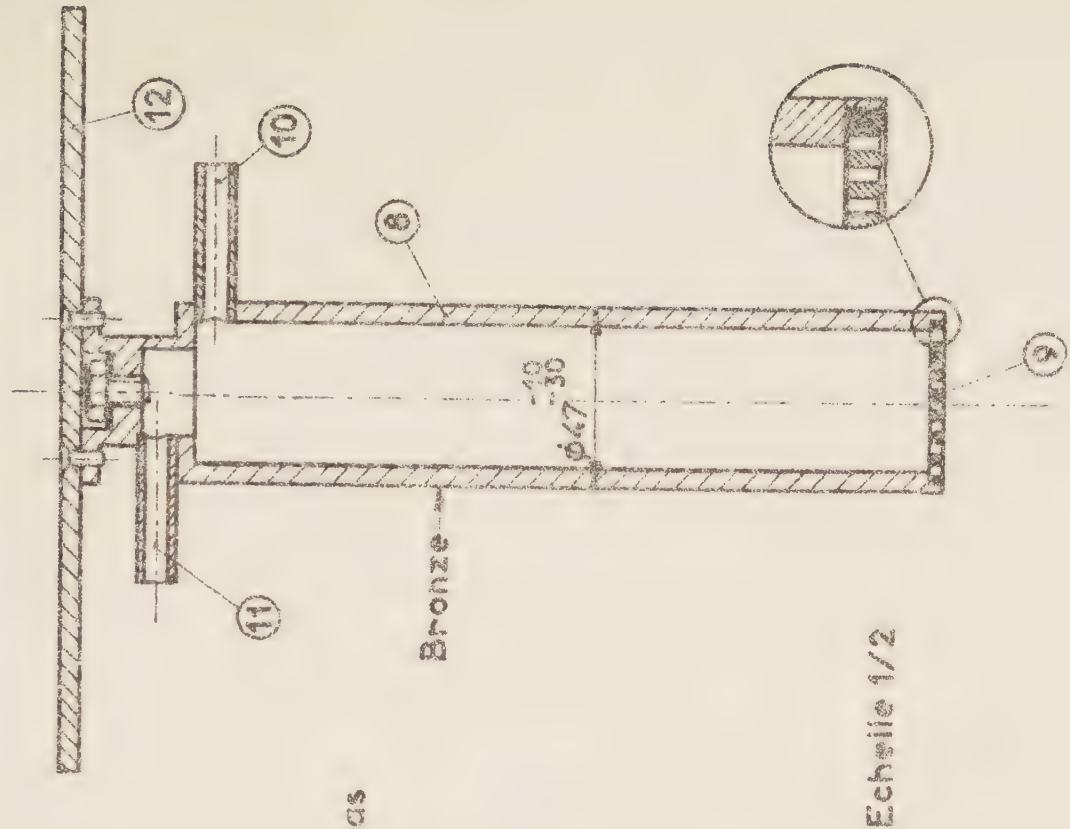
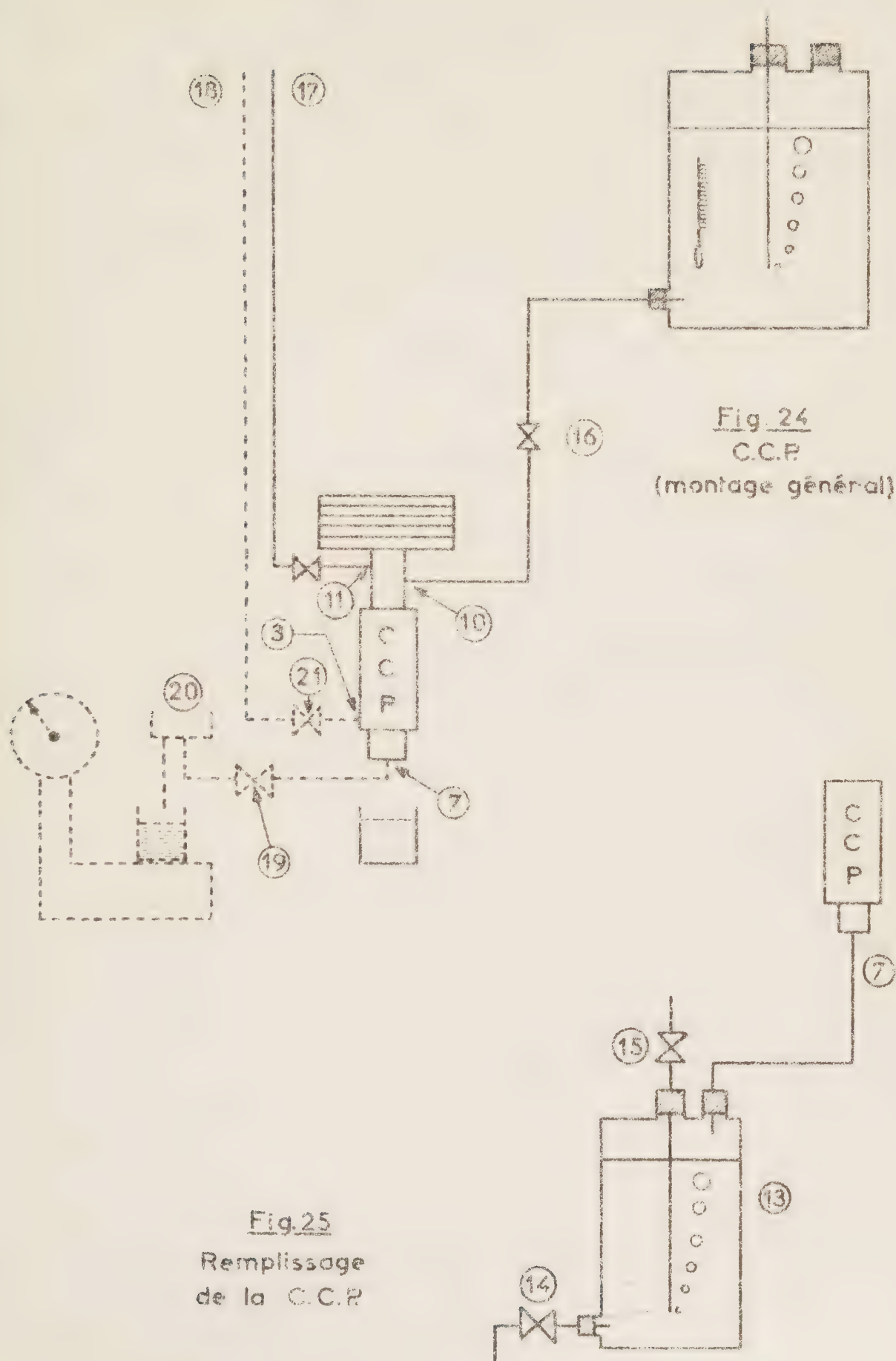


Fig.23
C.C.P (piston)

Echelle 1/2



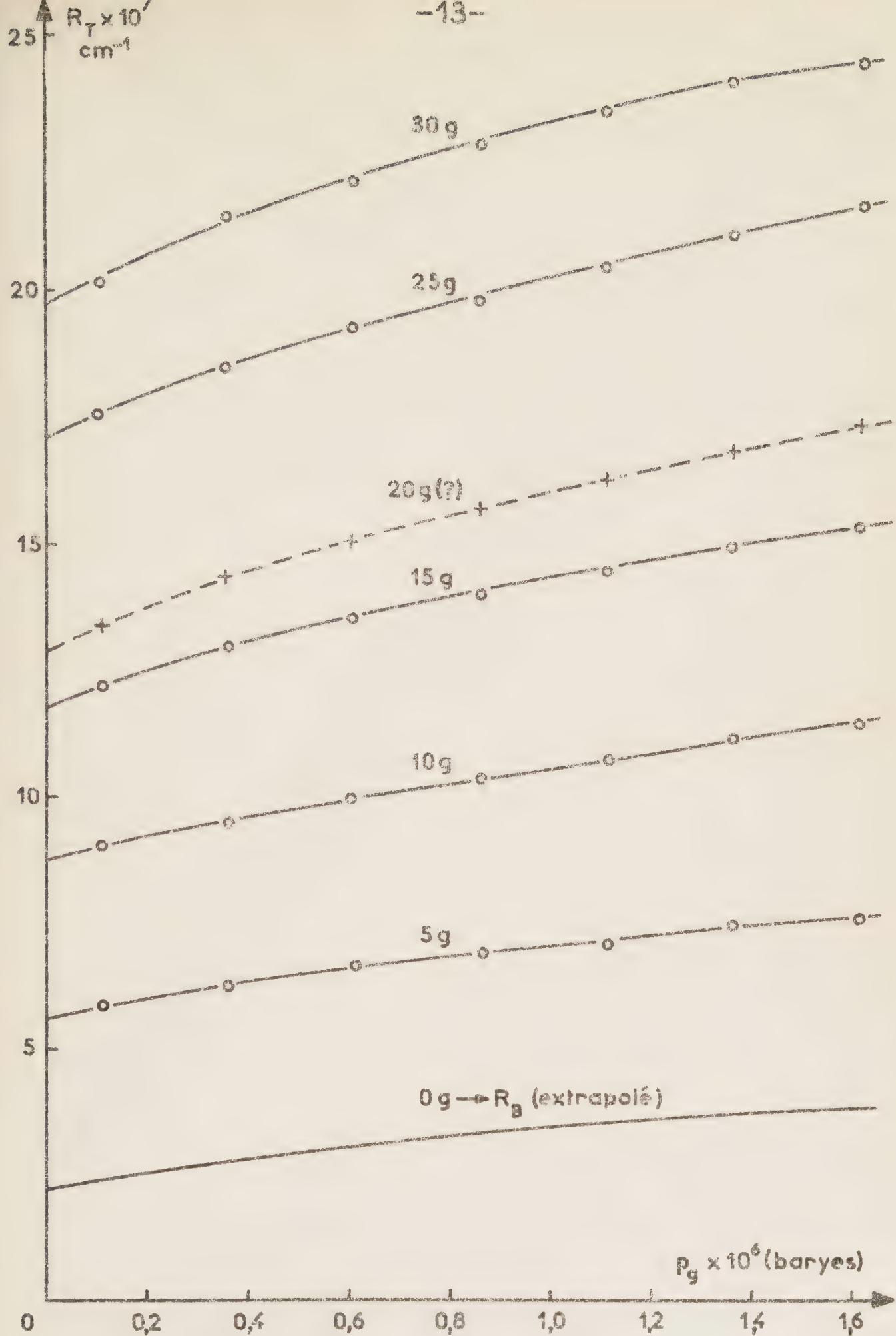


Fig.26

Essais sur C.C.P

Variations de la résistance avec la pression - Kieselguhr SPAM.

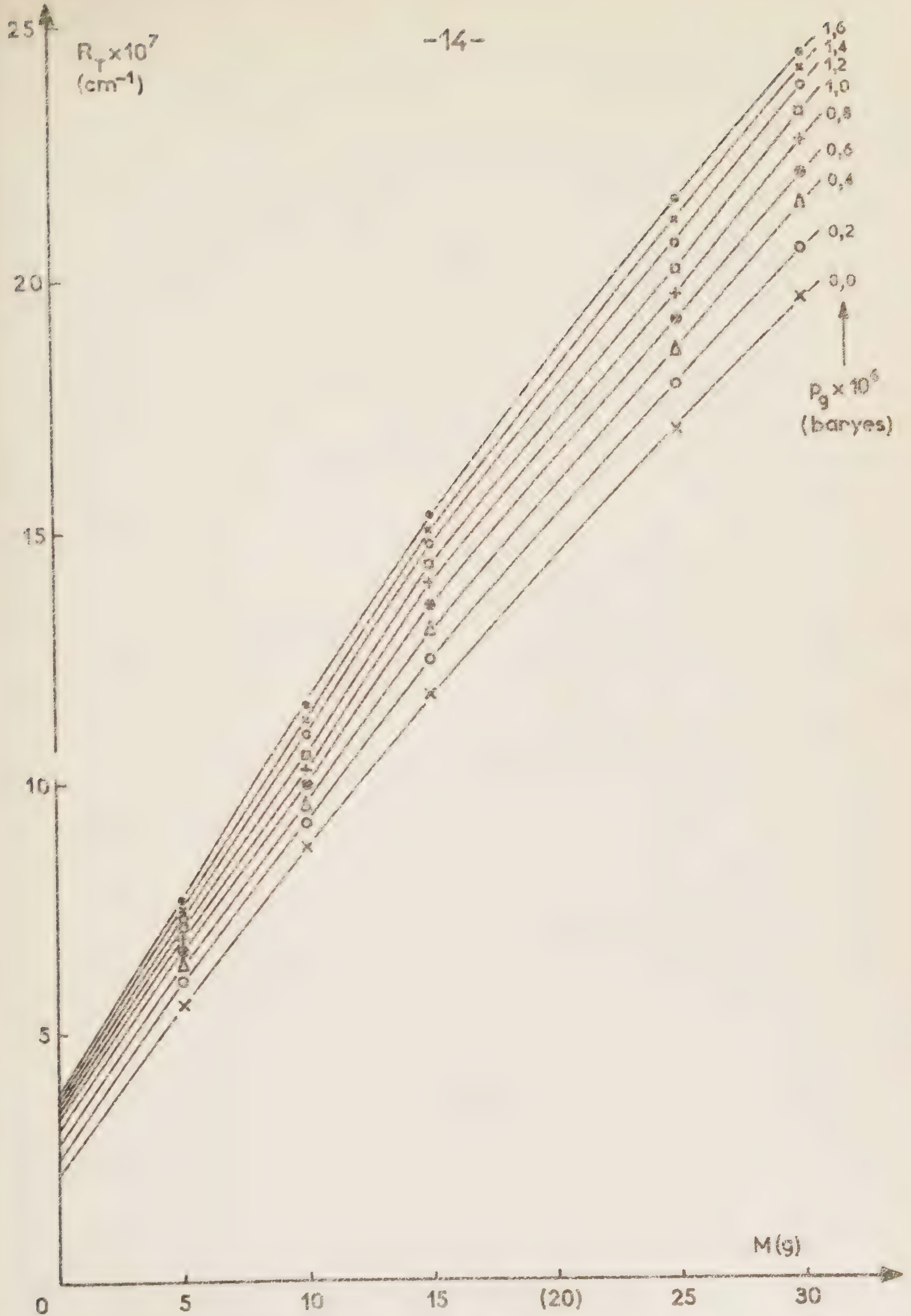


Fig. 27

Essais sur C.C.P.

Variations de la résistance avec la masse de gâteau-Kieselguhr SPAM.

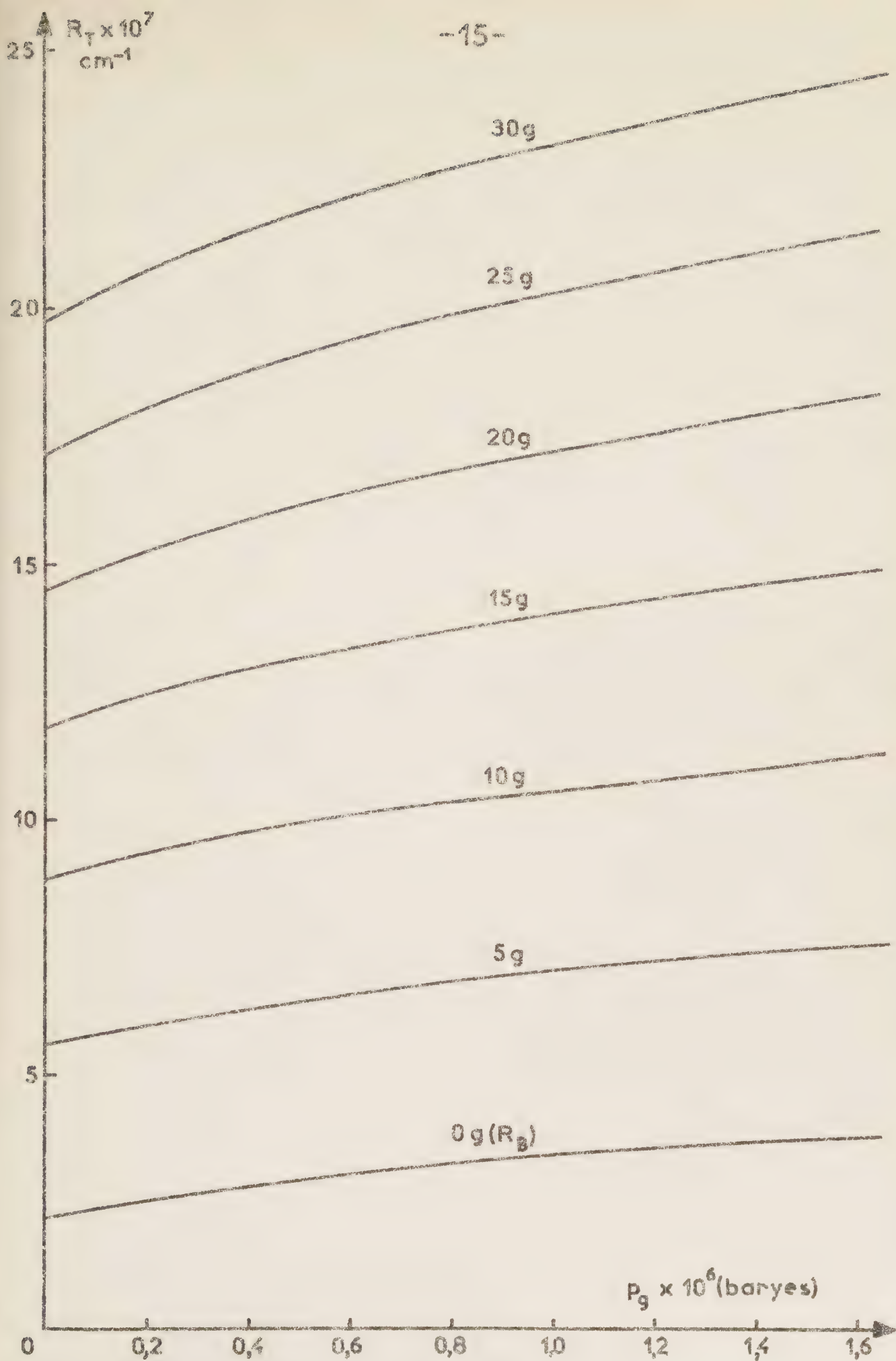


Fig. 28

Valeurs lissées de la fig. 26.

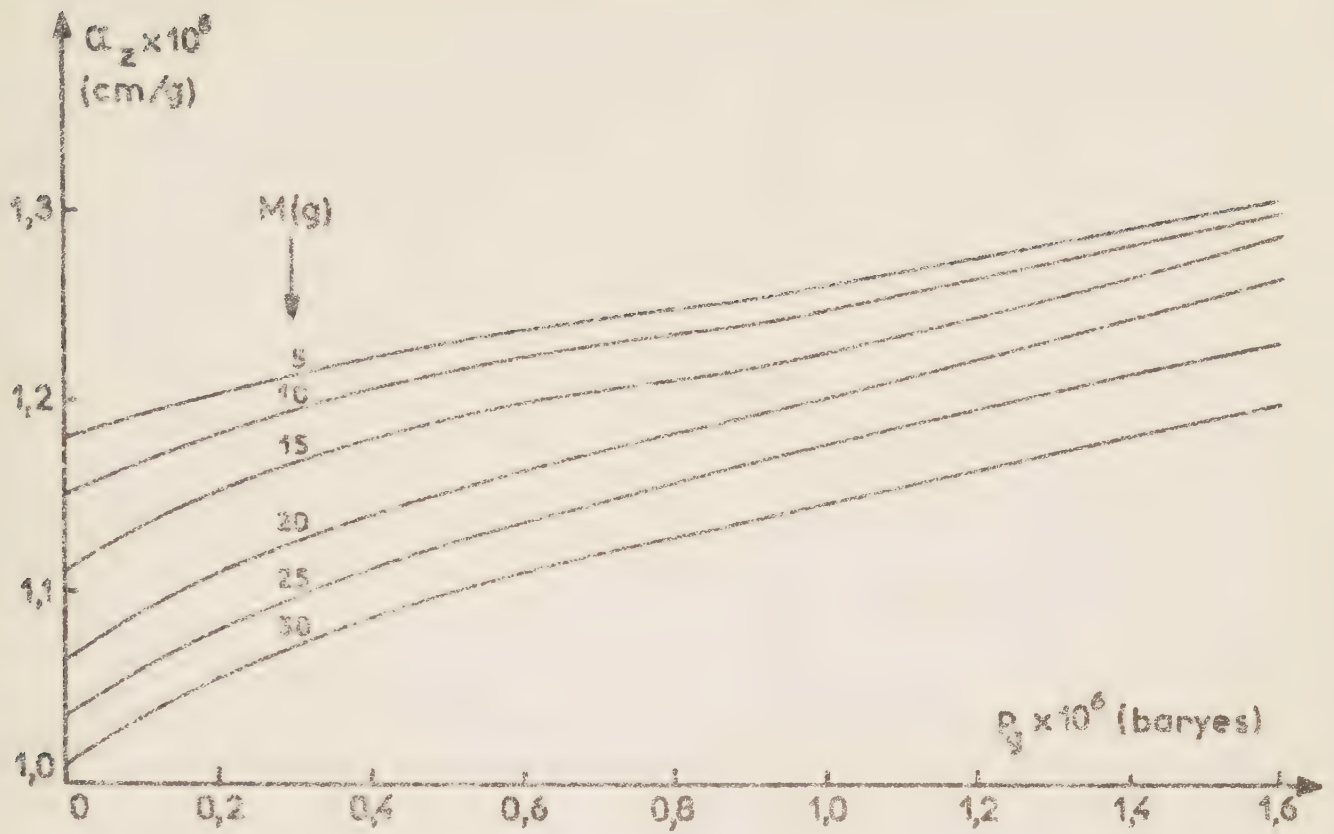


Fig. 29: Essais sur C.C.P. de Kieselguhr SPAM.

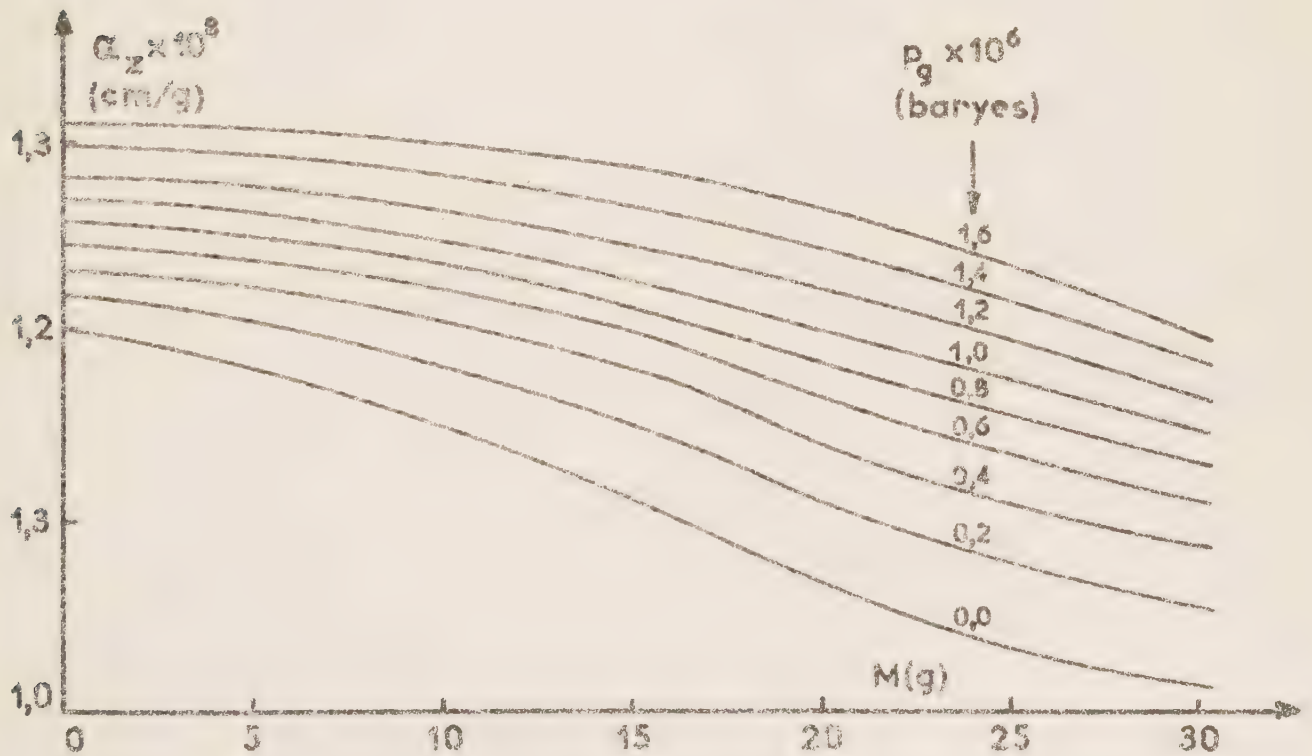


Fig. 30: Essais sur C.C.P. de Kieselguhr SPAM.

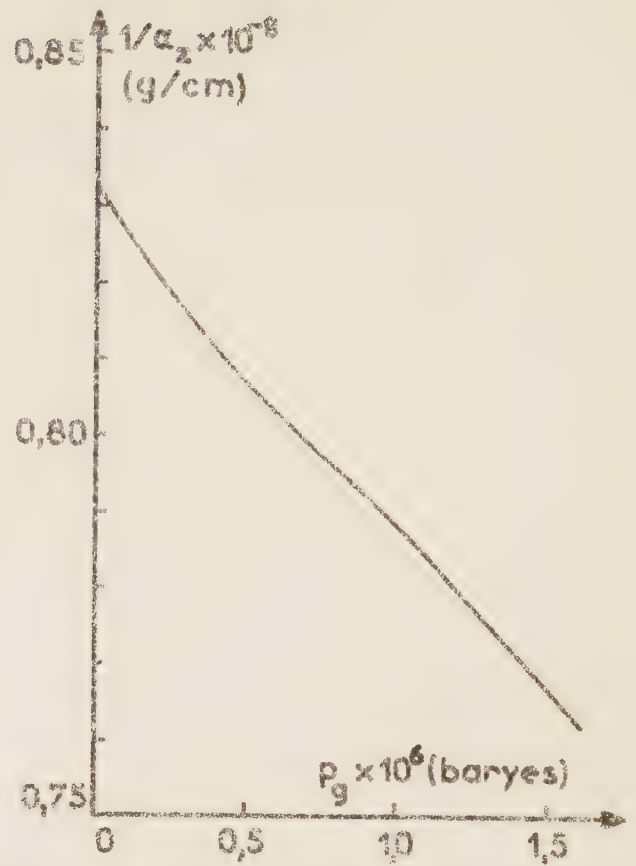
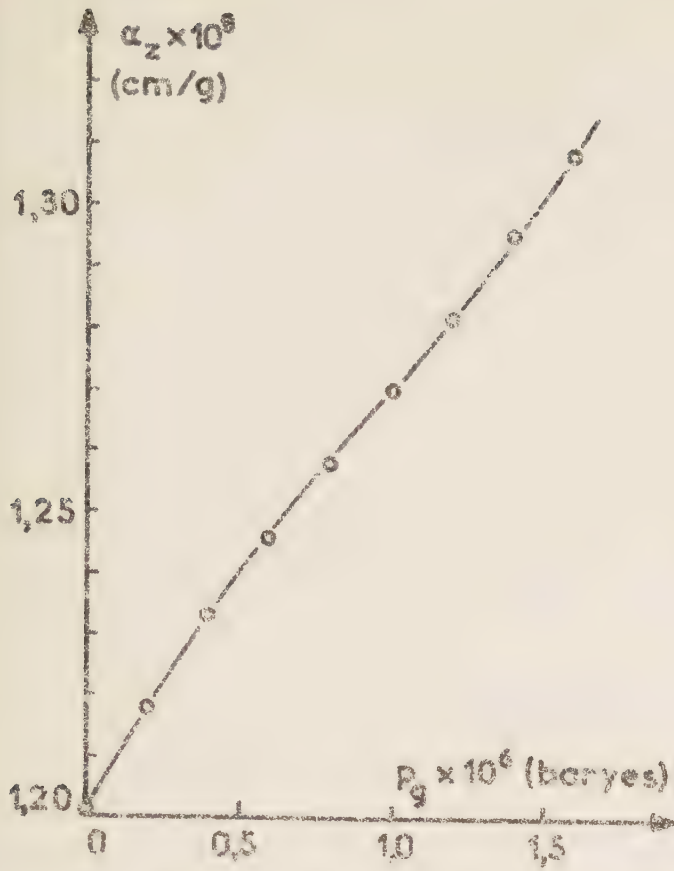


Fig. 31 ► Essais sur C.C.P. de Kieselguhr SPAM. ◄ Fig. 32

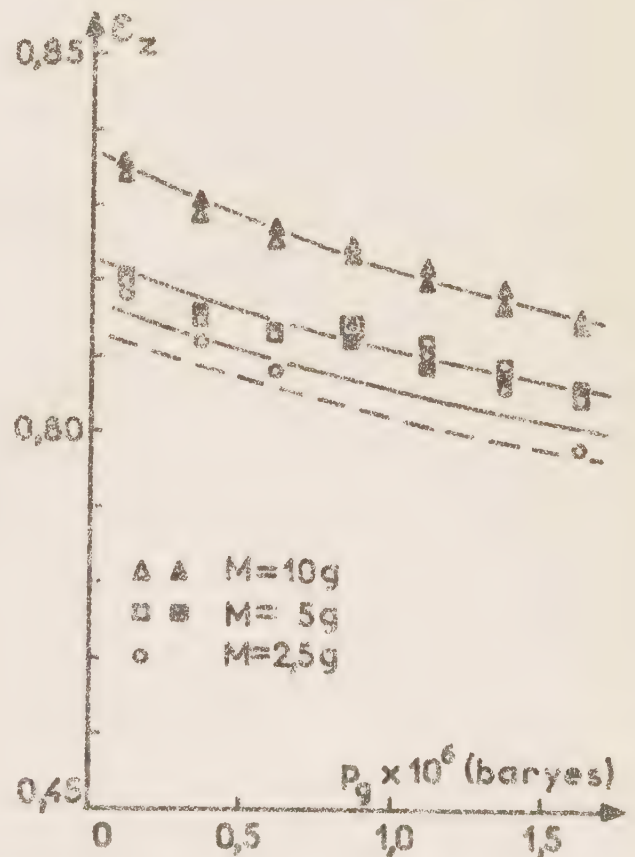
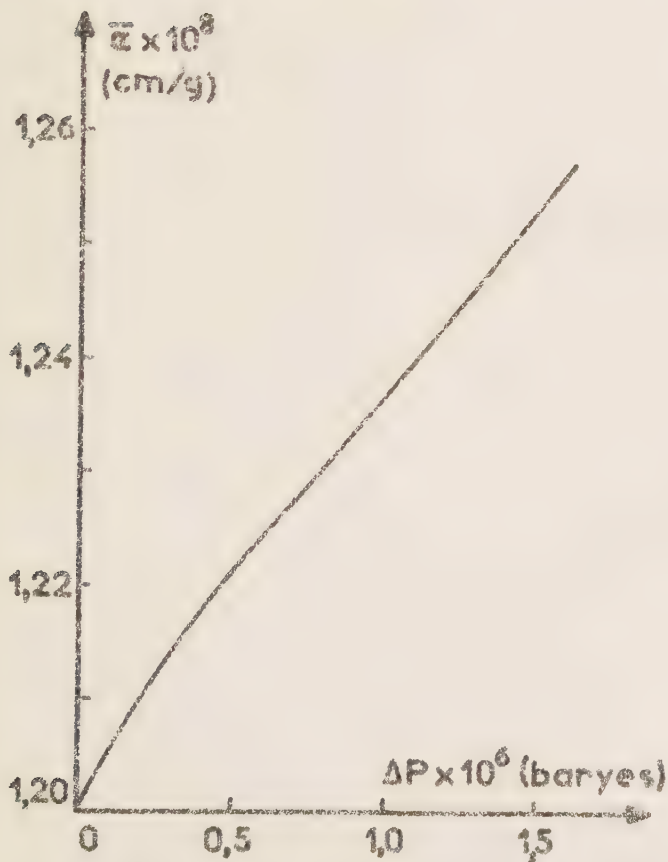
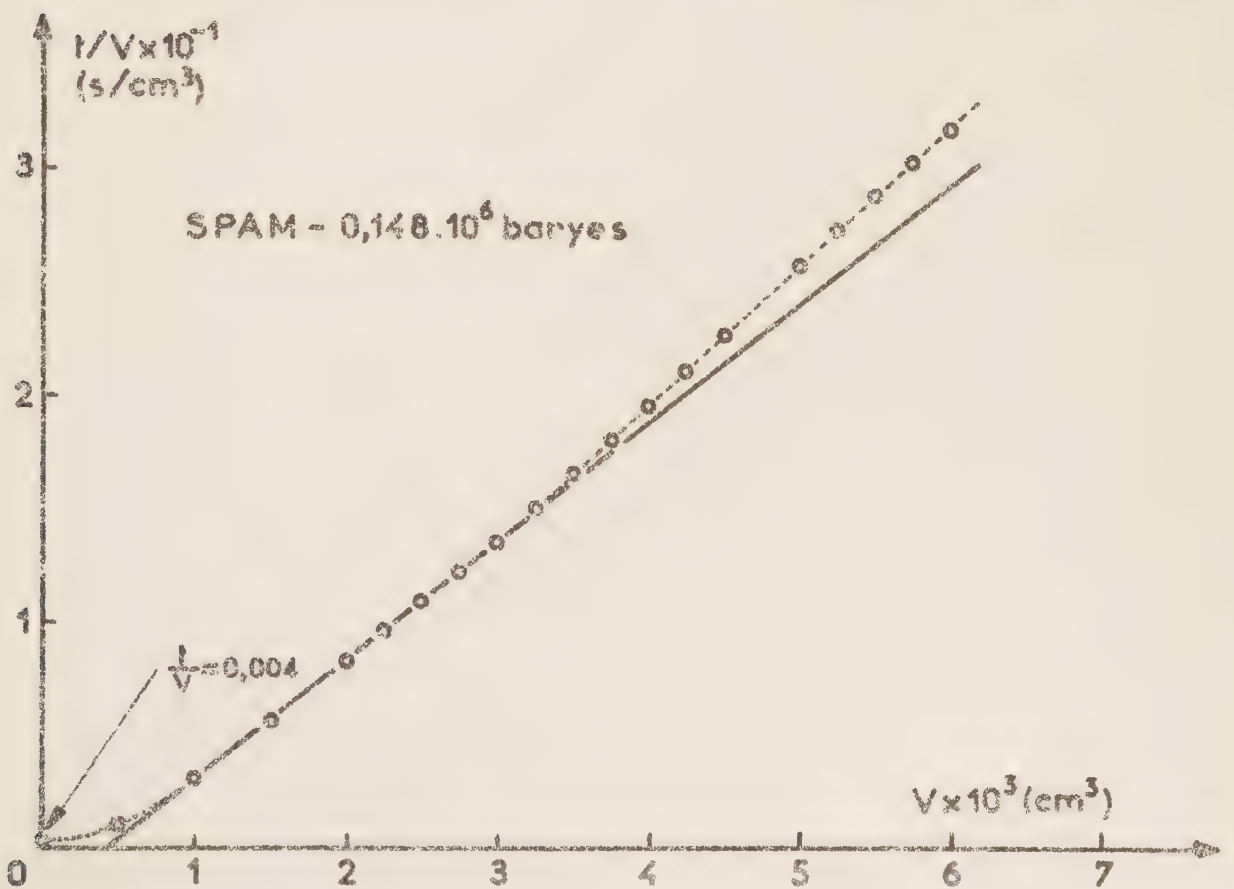
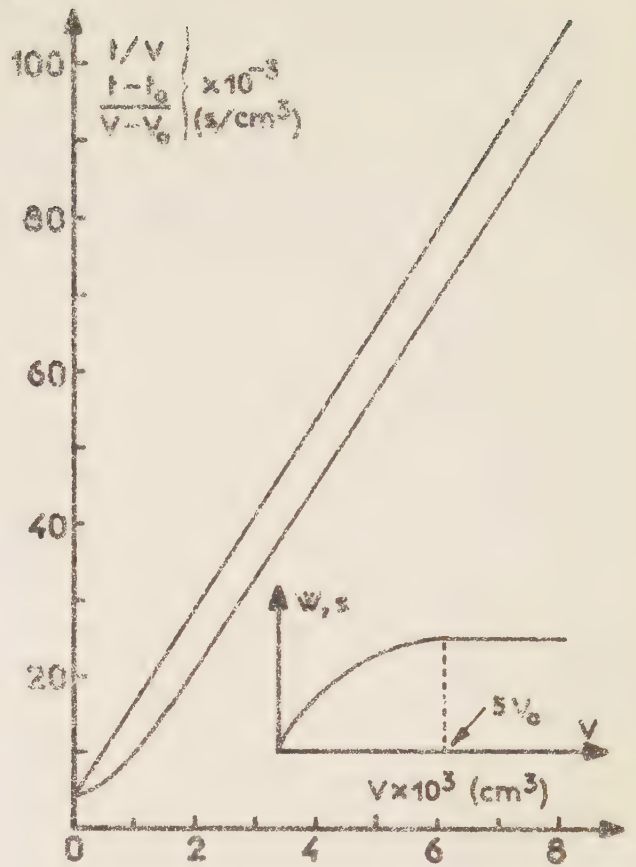
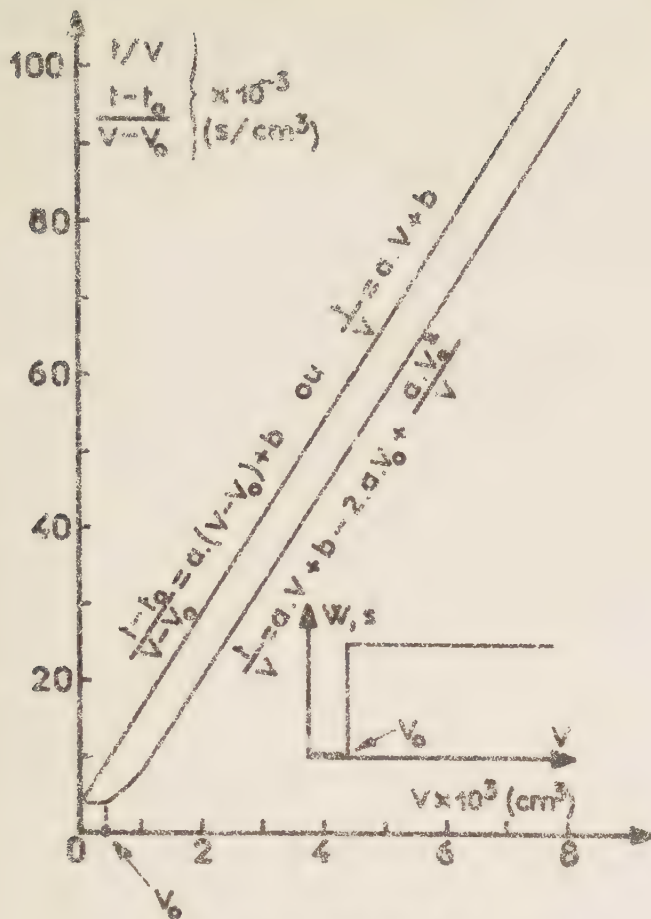


Fig. 33 ► Essais sur C.C.P. de Kieselguhr SPAM. ◄ Fig. 34



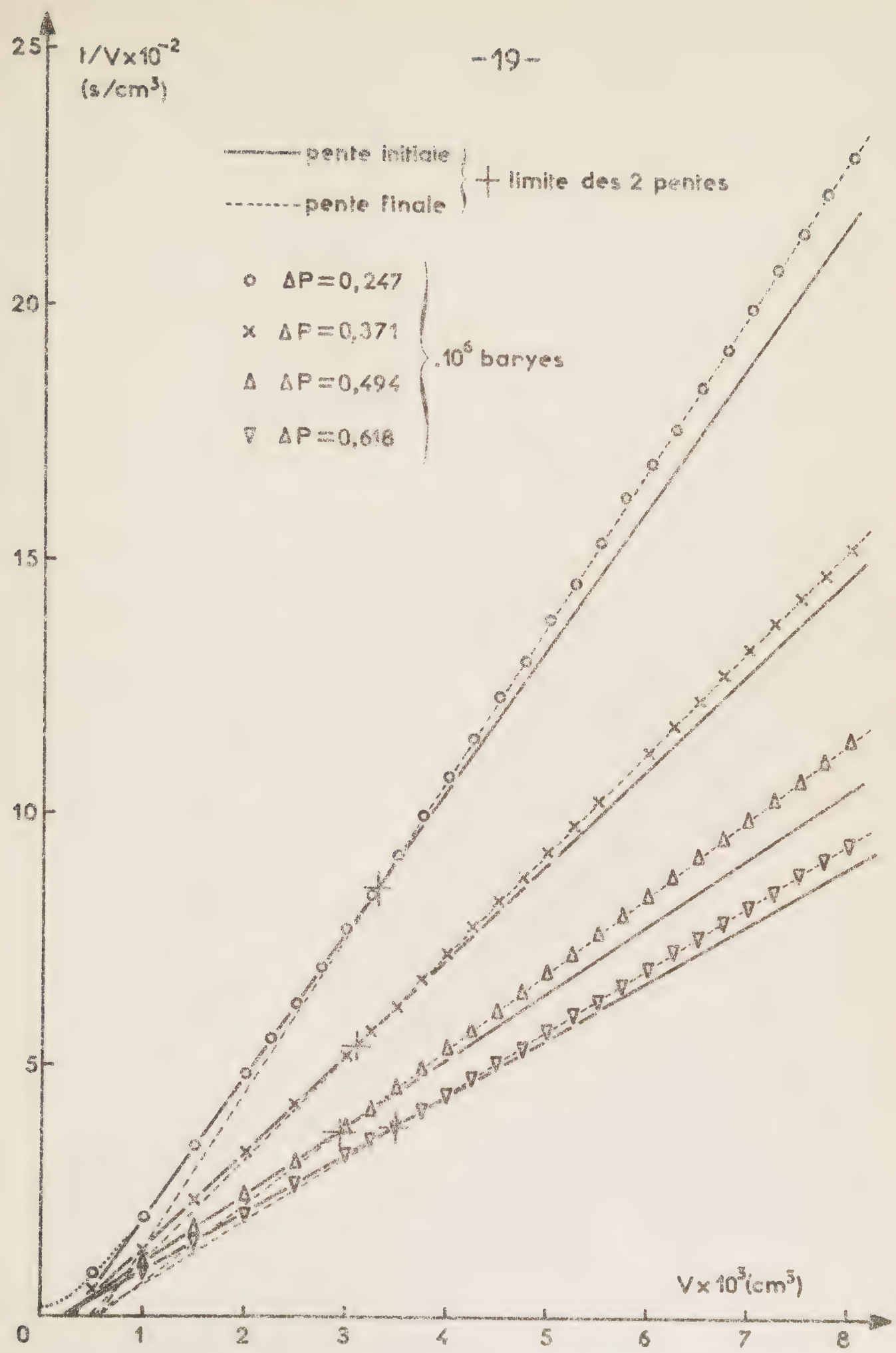


Fig. 38

Kieselguhr SPAM - Cellule Filtration.

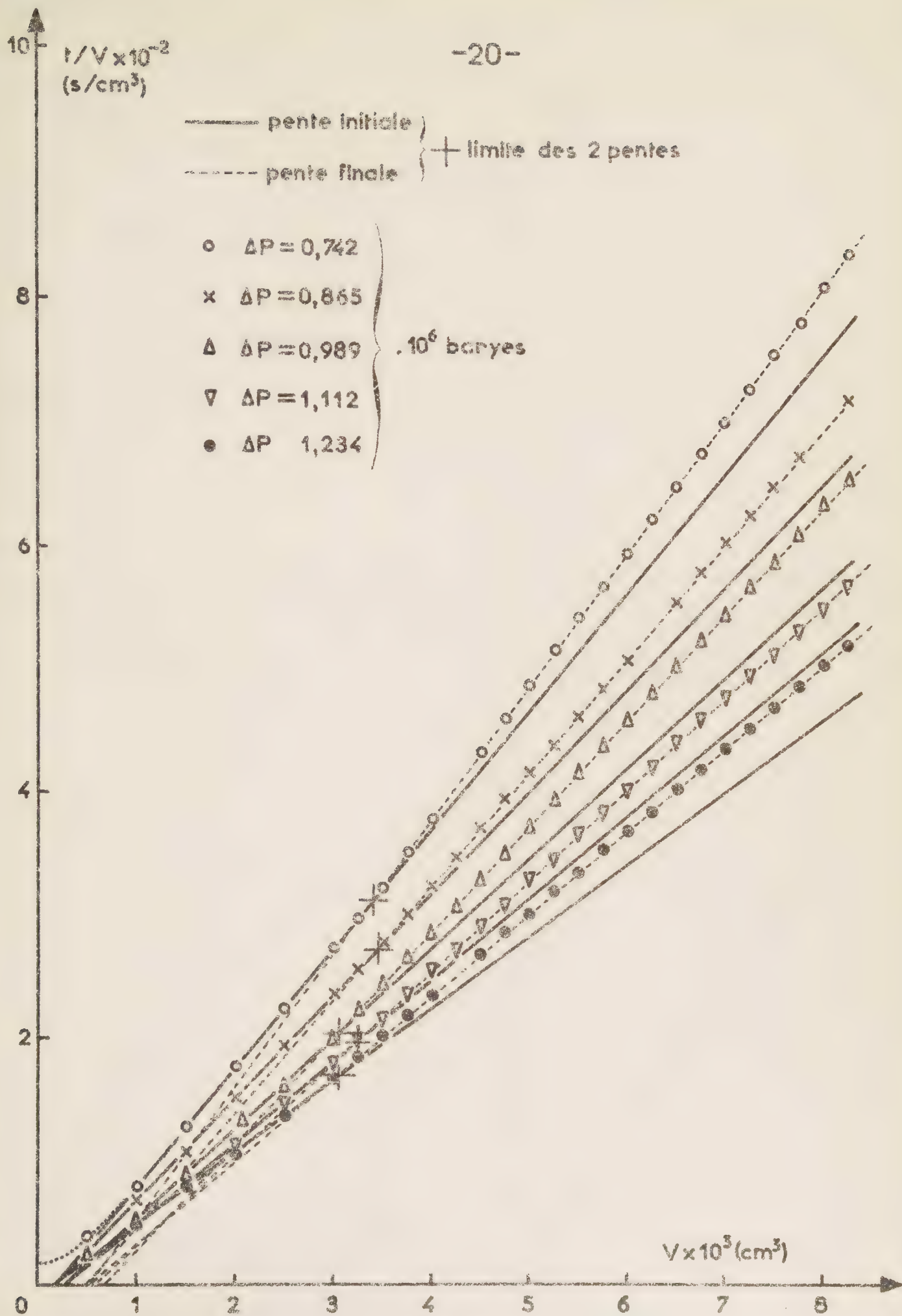


Fig. 39

Kieselguhr SPAM - Cellule Filtration.

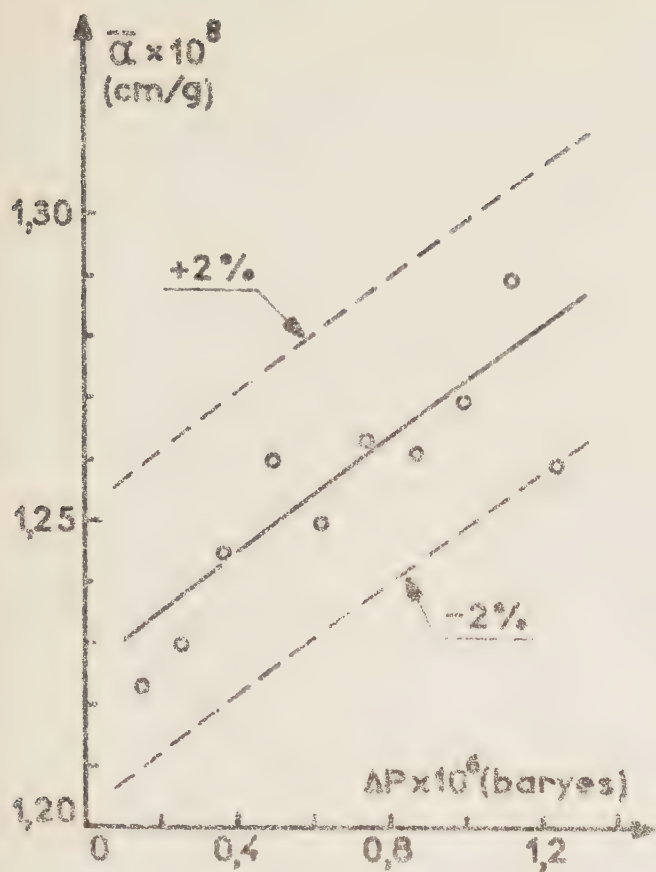


Fig. 40: Essais SPAM sur cellule.

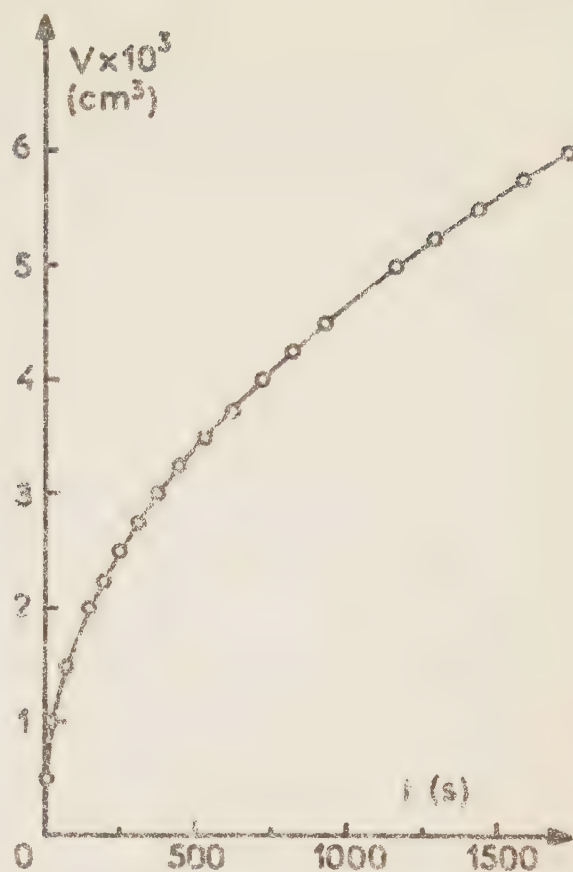


Fig. 41: Essai SPAM sur cellule.

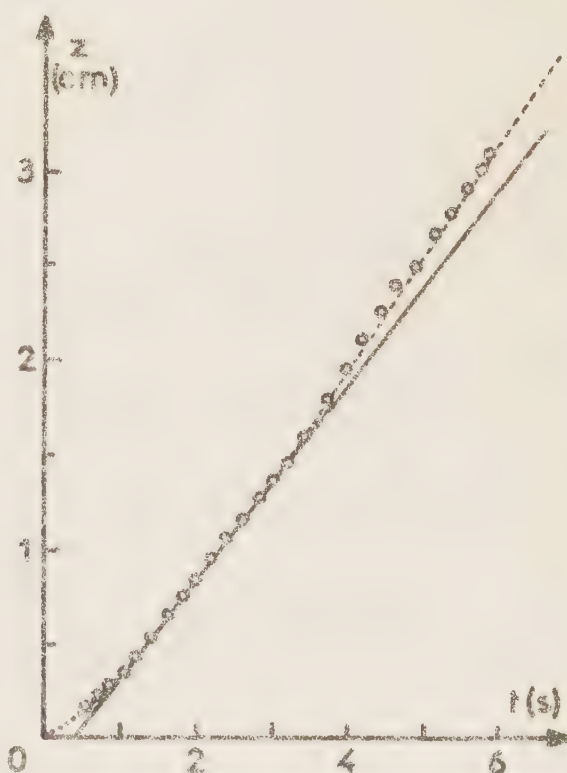
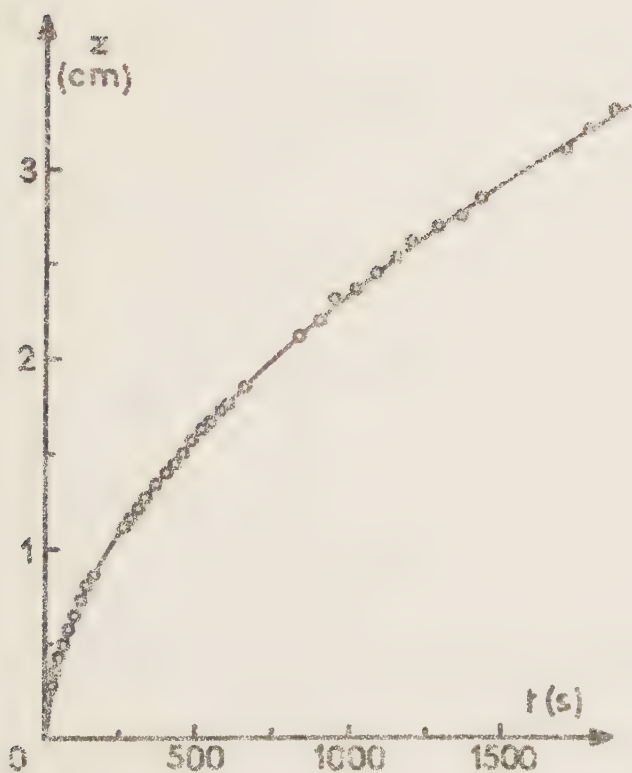


Fig. 42 ► Essai SPAM sur cellule. ◄ Fig. 43

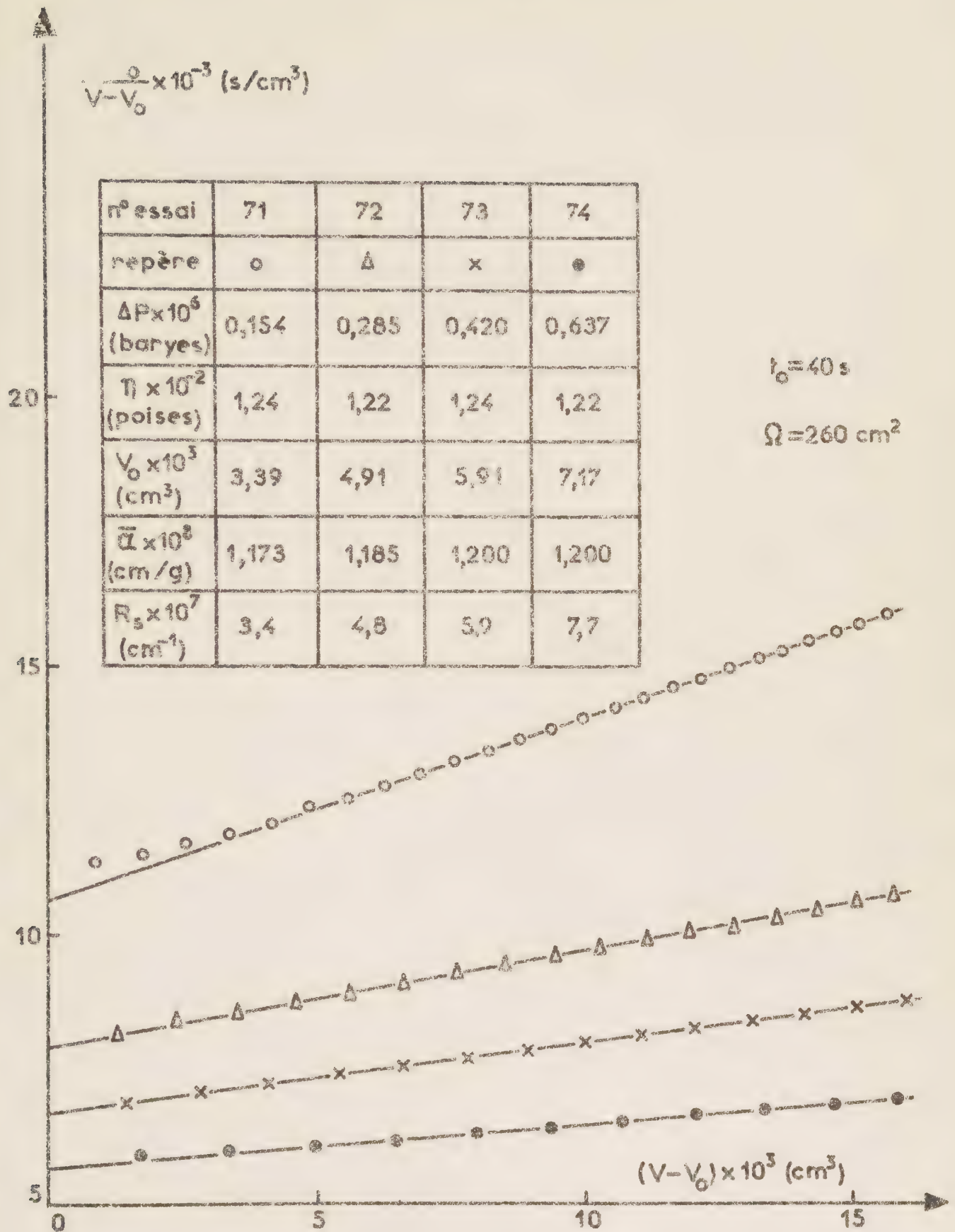


Fig. 44

Essais SPAM sur filtre-presse.

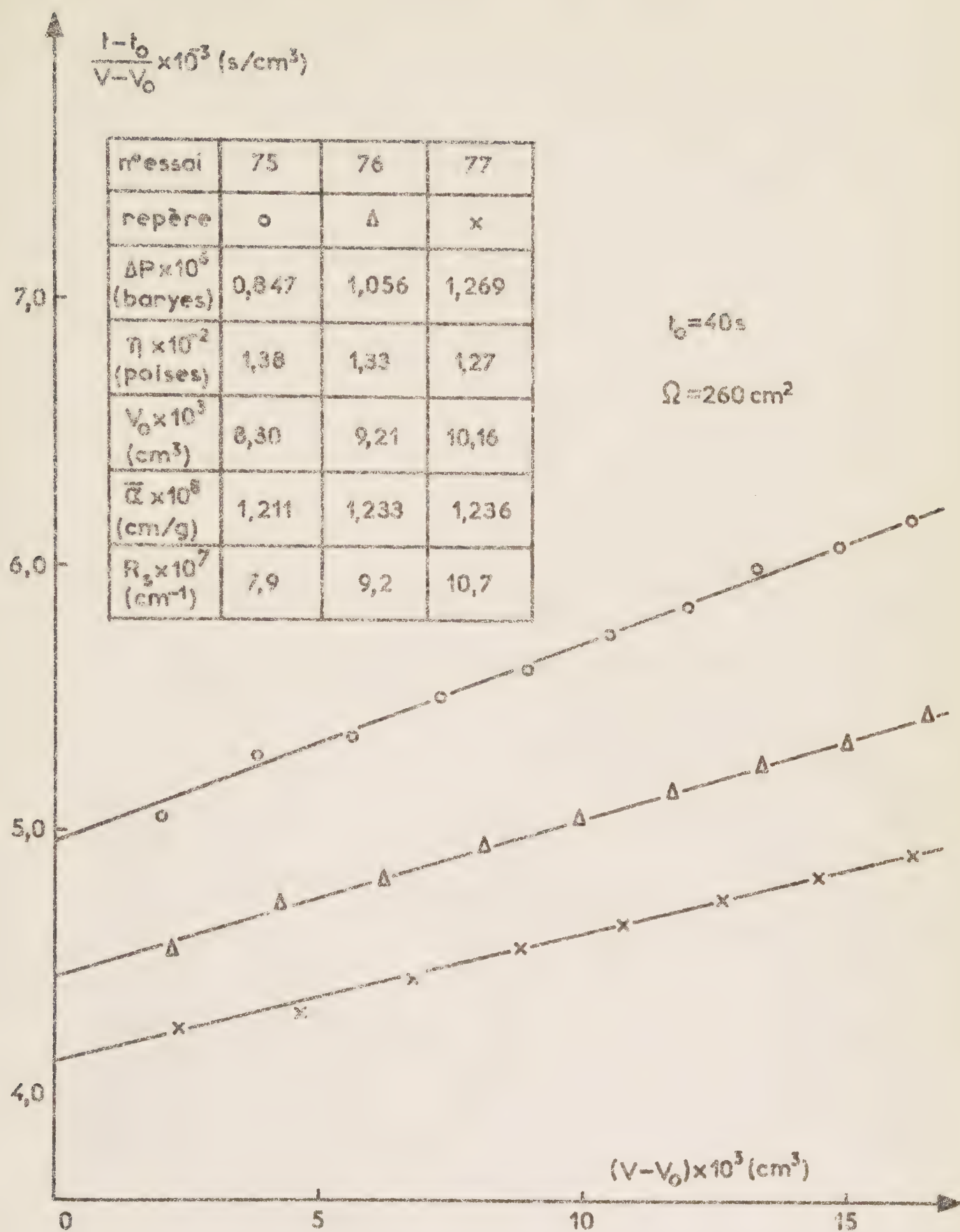


Fig.45

Essais SPAM sur filtre-presse.

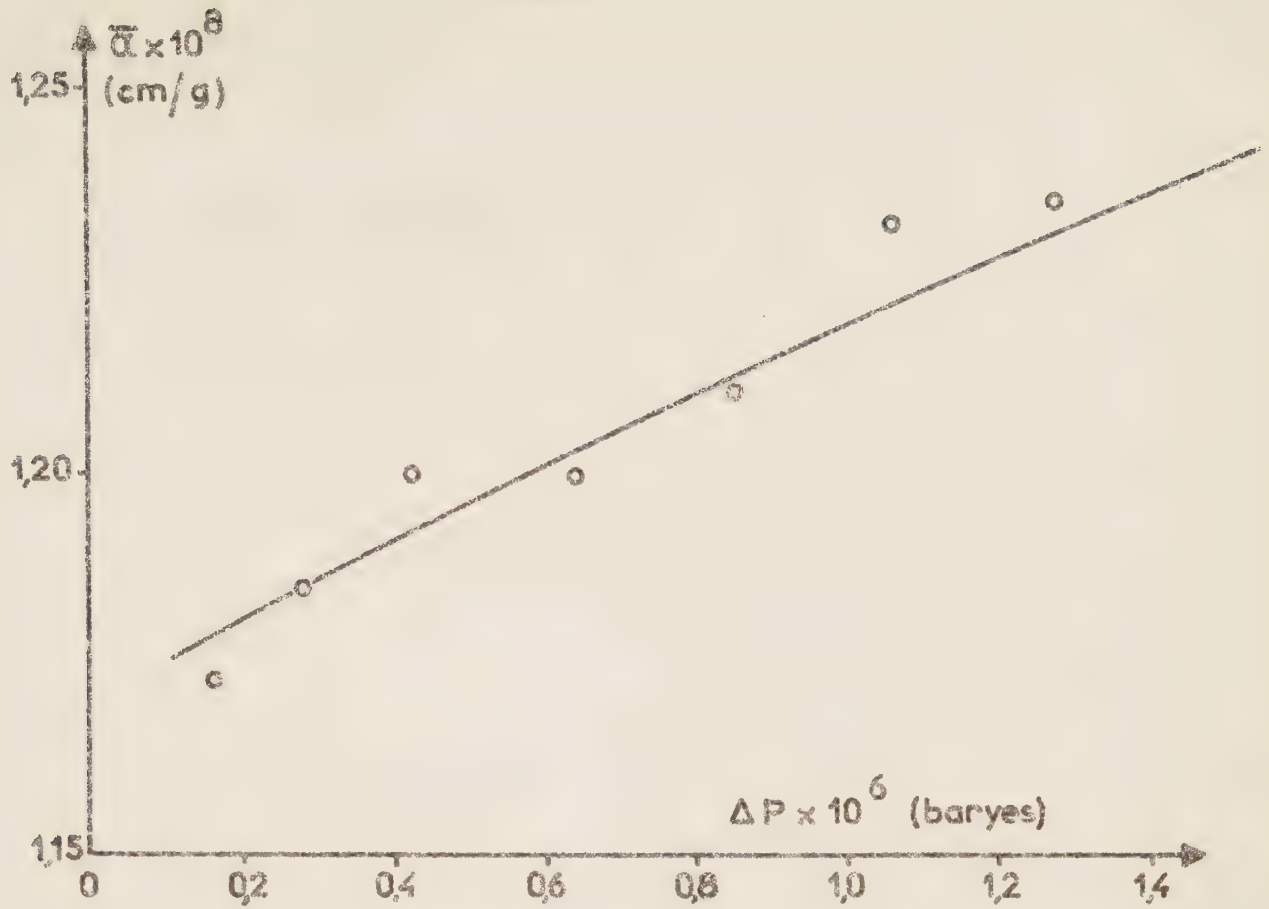


Fig. 46

Kieselguhr SPAM — Filtre . presse

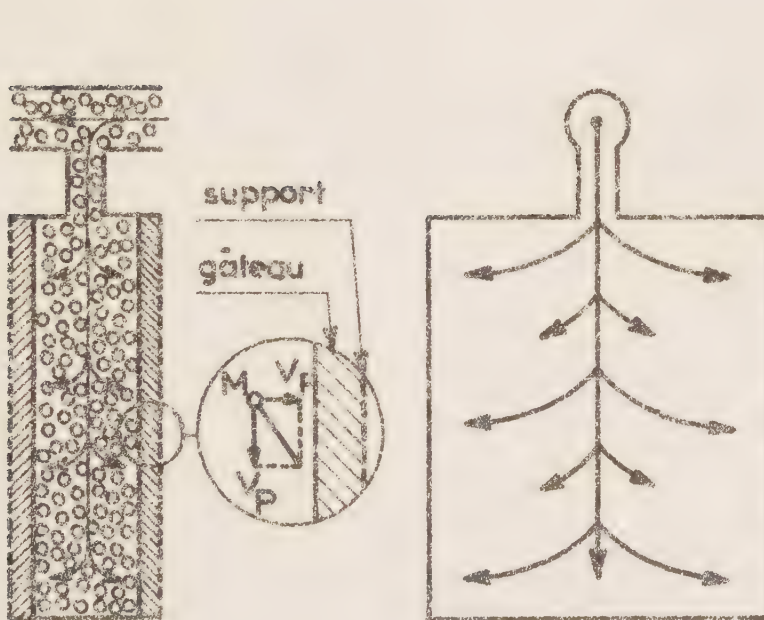


Fig. 47



Fig. 48

Sédimentation sur surface verticale
(Filtre . presse)

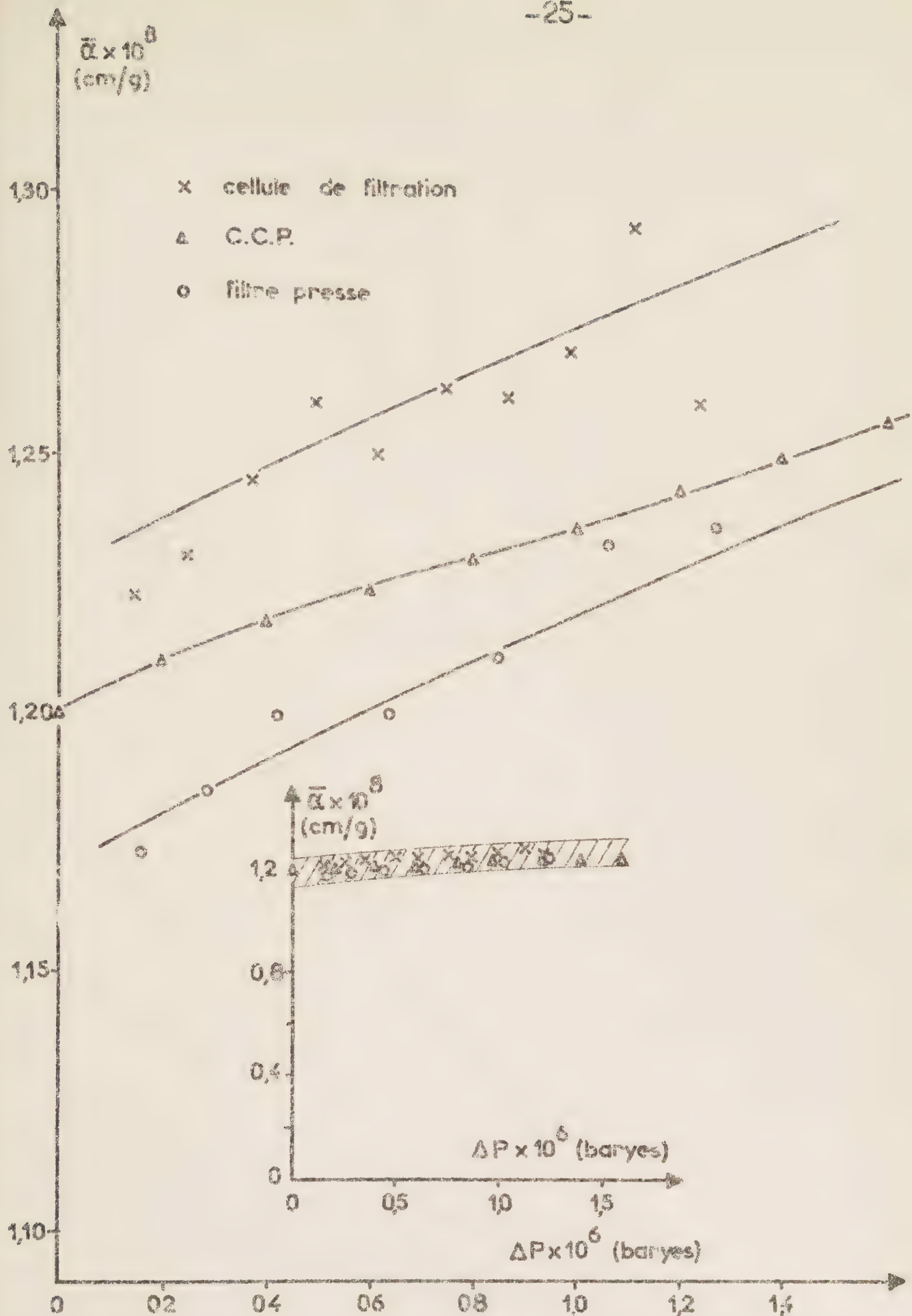
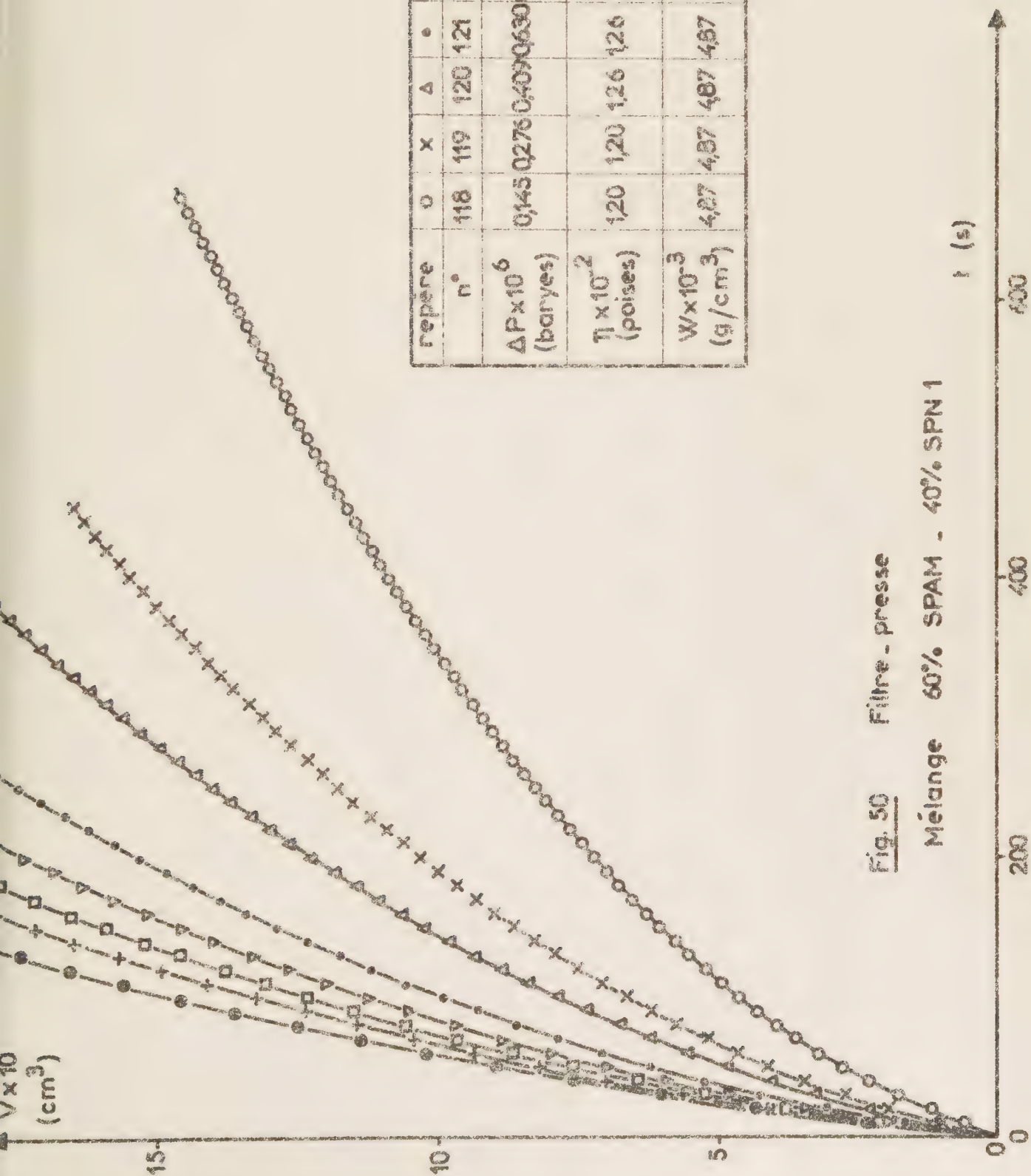


Fig. 49 Récapitulation des essais sur Kieselguhr SPAM



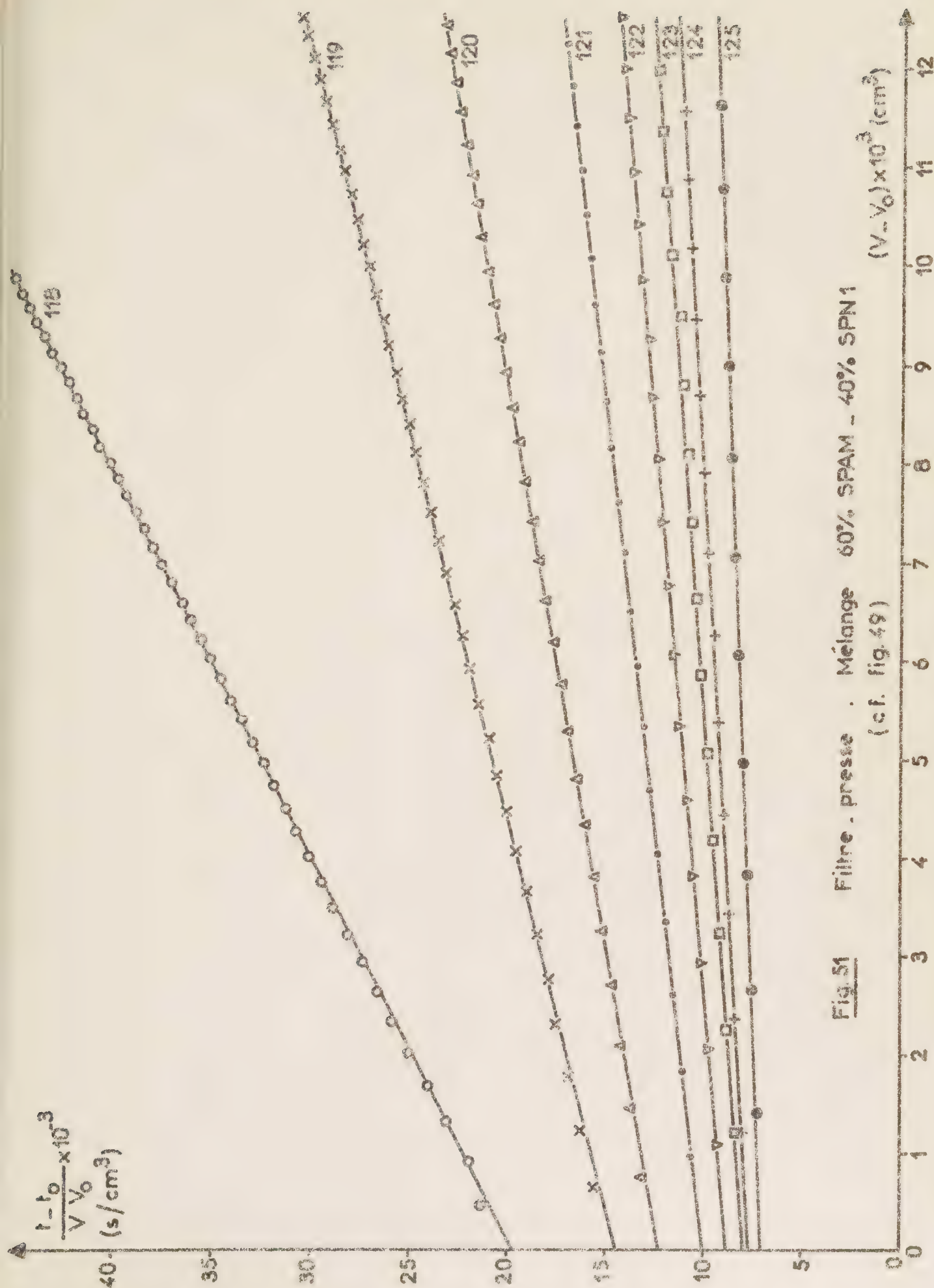


Fig. 51 Filtre . presse . Mélange 60% SPAM - 40% SPN1
(cf. fig. 49)

Mélange		n°	Ω $\times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPAM	% SPN1								
100	0	71	2,6	0,154	1,24	3,39	34,2	4,81	1,17
		72	2,6	0,285	1,22	4,91	18,3	4,81	1,19
		73	2,6	0,420	1,24	5,91	12,7	4,81	1,20
		74	2,6	0,637	1,22	7,17	8,27	4,81	1,20
		75	2,6	0,847	1,38	8,30	7,16	4,81	1,21
		76	2,6	1,056	1,33	9,21	5,58	4,81	1,23
		77	2,6	1,269	1,27	10,16	4,45	4,81	1,24
90	10	78	2,6	0,145	1,39	3,02	66,7	4,80	1,94
		79	2,6	0,279	1,39	4,39	34,9	4,80	1,98
		80	2,6	0,413	1,35	5,30	23,6	4,80	2,04
		81	2,6	0,632	1,33	6,62	15,6	4,80	2,07
		82	2,6	0,840	1,47	7,45	13,3	4,80	2,14
		83	2,6	1,059	1,47	8,29	11,1	4,80	2,23
		84	2,6	1,280	1,46	9,00	9,34	4,80	2,31
80	20	85	2,6	1,498	1,45	9,80	8,25	4,80	2,38
		94	2,6	0,123	1,25	2,77	127	4,81	3,47
		95	2,6	0,271	1,25	4,30	57,5	4,81	3,46
		96	2,6	0,409	1,25	5,29	38,5	4,81	3,50
		97	2,6	0,626	1,26	6,48	25,2	4,81	3,48
		98	2,6	0,847	1,39	7,28	20,7	4,81	3,50
		99	2,6	1,052	1,37	7,89	16,5	4,81	3,52
70	30	100	2,6	1,277	1,34	8,79	13,9	4,81	3,68
		101	2,6	1,483	1,30	9,81	12,4	4,81	3,92
		110	2,6	0,156	1,27	2,69	166	5,20	5,26
		111	2,6	0,280	1,26	3,87	89,6	5,20	5,19
		112	2,6	0,415	1,25	4,79	61,2	5,20	5,29
		113	2,6	0,636	1,25	5,81	40,0	5,20	5,25
		114	2,6	0,835	1,25	6,66	31,1	5,20	5,40
		115	2,6	1,057	1,37	7,23	25,6	4,79	5,53
		116	2,6	1,271	1,34	7,81	21,7	4,79	5,81
		117	2,6	1,492	1,31	8,34	19,1	4,79	6,09

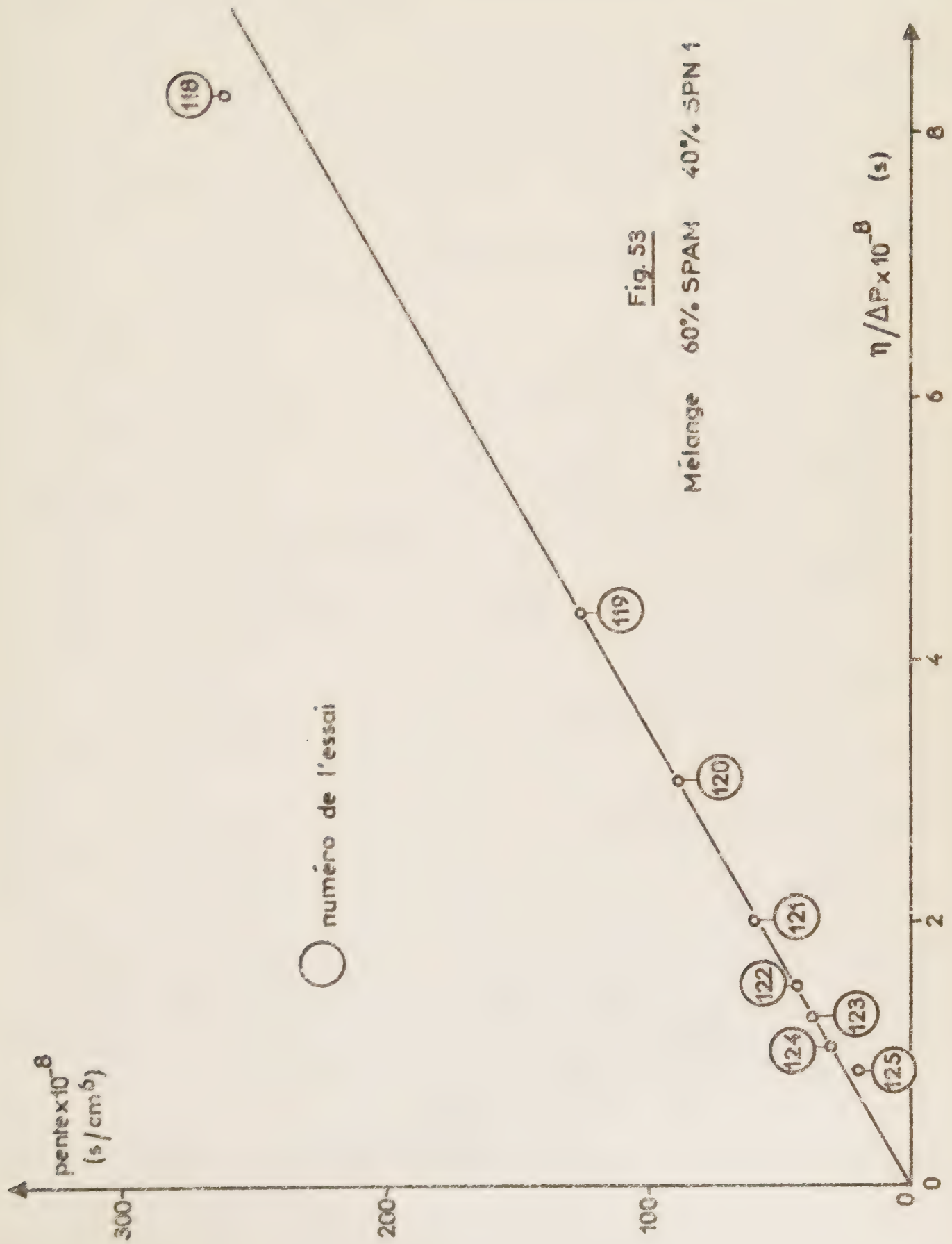
Fig. 52 - 1

Mélange		n°	$\Omega \times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPAM	% SPN1								
60	40	118	2,6	0,145	1,20	2,31	260	4,81	8,74
		119	2,6	0,276	1,20	3,47	127	4,81	8,07
		120	2,6	0,409	1,26	4,13	89,0	4,81	8,03
		121	2,6	0,630	1,26	5,28	60,2	4,81	8,37
		122	2,6	0,836	1,26	5,93	43,2	4,81	7,97
		123	2,6	1,053	1,35	6,47	38,0	4,80	8,26
		124	2,6	1,265	1,33	7,03	31,3	4,80	8,31
		125	2,6	1,490	1,29	7,59	21,3	4,80	6,87
50	50	126	2,6	0,143	1,38	1,83	422	4,81	12,1
		127	2,6	0,271	1,35	3,24	208	4,81	11,6
		128	2,6	0,406	1,33	3,88	141	4,81	12,0
		129	2,6	0,625	1,31	5,11	94,4	4,81	12,5
		130	2,6	0,925	1,27	5,72	59,3	4,81	12,0
		131	2,6	1,054	1,37	5,91	57,0	4,79	12,4
		132	2,6	1,269	1,35	6,51	49,7	4,79	13,2
		133	2,6	1,484	1,31	6,97	43,7	4,79	14,0
40	60	141	5,2	0,147	1,28	3,18	130	4,81	16,6
		140	5,2	0,273	1,30	5,10	68,6	4,81	16,0
		139	5,2	0,409	1,35	6,13	47,8	4,81	16,1
		138	5,2	0,627	1,37	7,83	32,7	4,81	16,6
		137	5,2	0,839	1,39	9,54	24,2	4,81	16,3
		136	5,2	1,049	1,26	10,4	18,9	4,81	17,5
		135	5,2	1,267	1,24	11,7	16,2	4,81	18,5
		134	5,2	1,496	1,25	12,7	14,2	4,81	18,9

Fig. 52 - 2

Mélange		n°	$\Omega \times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPAM	% SPN1								
30	70	142	5,2	0,146	1,26	3,22	165	4,81	21,2
		143	5,2	0,279	1,26	4,96	78,1	4,81	19,2
		144	5,2	0,411	1,26	6,34	53,7	4,81	19,6
		146	5,2	0,628	1,37	7,75	38,0	4,81	19,4
		145	5,2	0,842	1,26	9,06	27,4	4,81	20,3
		147	5,2	1,053	1,35	10,1	24,0	4,81	20,8
		148	5,2	1,268	1,29	10,9	19,6	4,81	21,4
		149	5,2	1,485	1,27	11, 7	17,5	4,81	22,7
20	80	150	5,2	0,140	1,39	2,95	234	4,81	26,1
		151	5,2	0,281	1,37	4,74	103	4,81	23,5
		152	5,2	0,405	1,35	5,66	72,0	4,81	24,0
		153	5,2	0,629	1,32	7,22	45,6	4,81	24,2
		154	5,2	0,834	1,29	8,21	34,9	4,81	25,1
		155	5,2	1,054	1,33	9,37	28,1	4,79	24,9
		156	5,2	1,271	1,30	10,1	24,7	4,79	27,1
		157	5,2	1,485	1,26	10,8	20,8	4,79	27,5
10	90	158	5,2	0,151	1,27	3,17	263	4,81	34,4
		159	5,2	0,637	1,27	6,87	51,9	4,81	28,9
		160	5,2	1,059	1,26	8,88	33,4	4,81	31,2
		161	5,2	1,491	1,26	10,4	24,8	4,81	32,6
		162	5,2	0,141	1,37	2,93	308	4,81	35,2
	100	163	5,2	0,630	1,34	6,39	64,2	4,81	33,5
		164	5,2	1,060	1,31	8,22	38,8	4,81	34,9
		165	5,2	1,496	1,27	9,73	28,1	4,81	36,8

Fig. 52 - 3



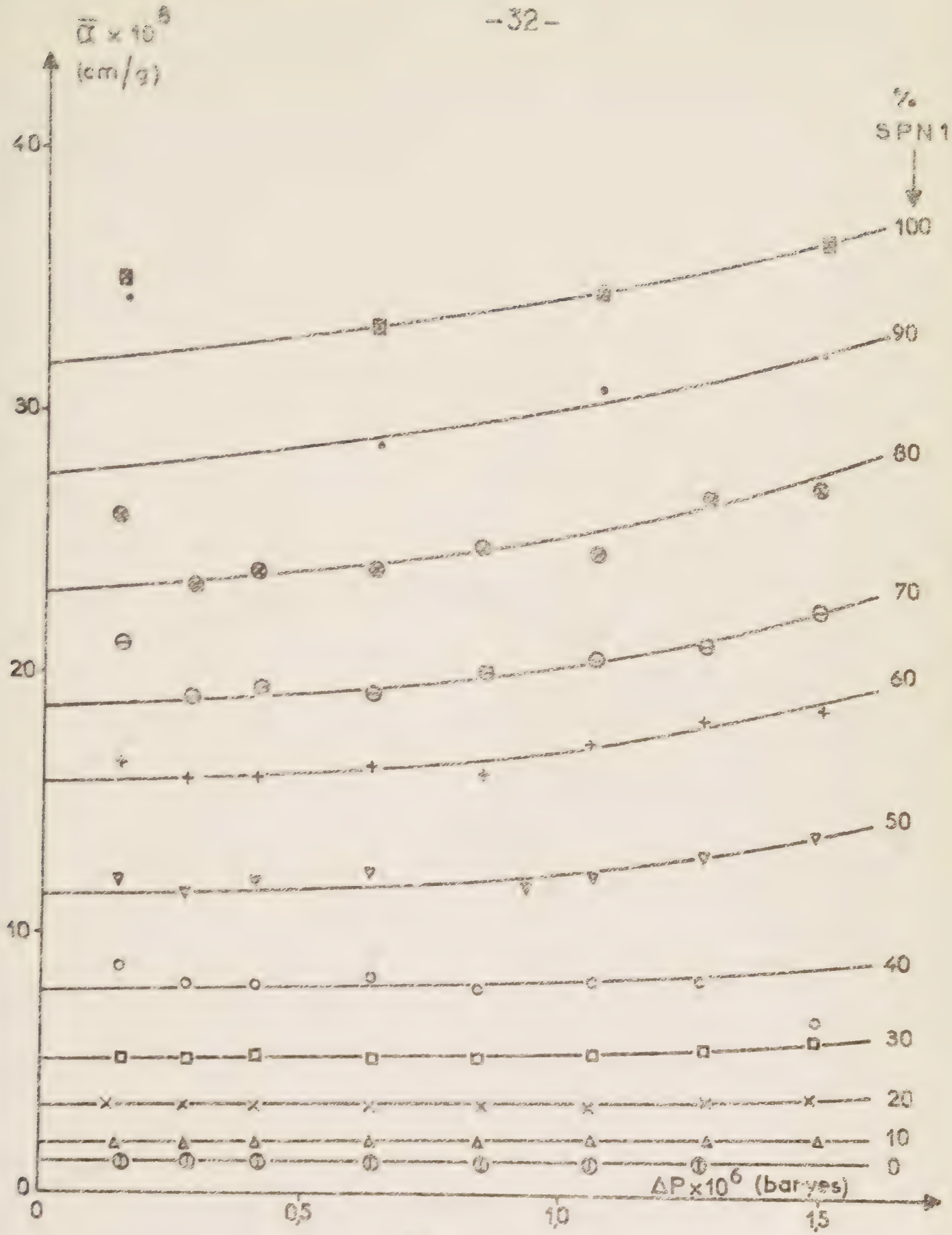


Fig. 54
Mélanges SPAM SPN 1

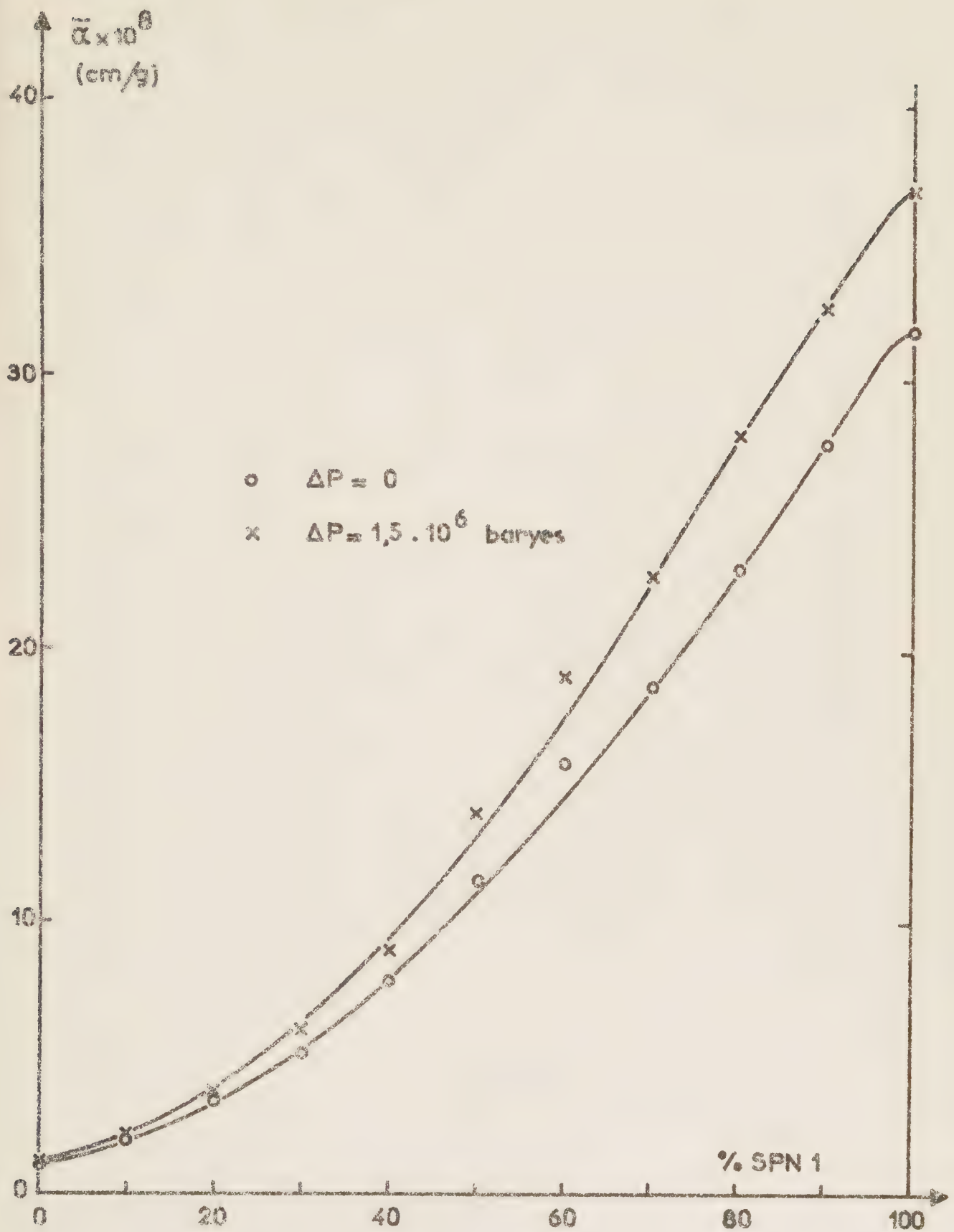


Fig. 55 Résistances spécifiques des mélanges SPAM - SPN 1

Mélange		n°	Ω $\times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPAM	% SP 3								
100	0	voir Fig. 52 (essais n° 1 à 77)							
90	10	86	2,6	0,153	1,24	3,21	7,32	4,81	2,51
		87	2,6	0,281	1,25	4,60	4,20	4,81	2,62
		88	2,6	0,416	1,26	5,57	2,98	4,81	2,74
		89	2,6	0,632	1,25	6,66	2,34	4,81	3,29
		90	2,6	0,845	1,43	7,66	1,74	4,81	2,86
		91	2,6	1,051	1,33	7,97	1,65	4,81	3,63
		92	2,6	1,267	1,31	8,60	1,48	4,81	3,98
		93	2,6	1,490	1,27	9,08	1,44	4,81	4,70
80	20	102	2,6	0,144	1,39	2,59	17,8	4,81	5,13
		105	2,6	0,626	1,30	5,35	5,82	4,81	7,80
		106	2,6	0,838	1,29	6,45	4,08	4,81	7,37
		107	2,6	1,052	1,26	6,74	3,80	4,81	8,82
		108	2,6	1,273	1,32	7,88	2,44	4,80	6,64
		109	2,6	1,486	1,28	7,90	2,83	4,80	9,21
70	30	170	5,2	0,154	1,19	4,66	7,95	4,81	11,3
		171	5,2	0,639	1,25	9,24	2,37	4,81	13,4
		172	5,2	1,060	1,26	10,77	1,87	4,81	17,4
		173	5,2	1,497	1,25	11,58	2,00	4,81	26,5
60	40	174	5,2	0,144	1,39	3,39	16,15	4,81	18,6
		175	5,2	0,632	1,36	7,52	4,15	4,81	21,4
		176	5,2	1,059	1,35	9,02	3,14	4,81	27,4
		177	5,2	1,497	1,30	9,57	3,15	4,81	40,2

Fig. 56 - 1

Mélange		n°	$\Omega \times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPAM	% SP 3								
50	50	178	5,2	0,144	1,39	2,94	20,4	4,81	23,5
		179	5,2	0,631	1,37	6,51	6,18	4,81	31,6
		180	5,2	1,059	1,34	7,90	4,76	4,81	41,8
		181	5,2	1,498	1,30	8,37	4,60	4,81	58,9
40	60	182	10,4	0,152	1,29	5,47	6,35	4,81	33,4
		183	5,2	0,635	1,27	5,93	8,17	4,81	45,4
		184	5,2	1,059	1,25	6,97	6,58	4,81	61,9
		185	5,2	1,491	1,25	7,21	6,50	4,81	86,3
30	70	186	10,4	0,148	1,37	4,94	9,42	4,81	45,3
		187	10,4	0,637	1,34	10,71	2,67	4,81	56,5
		188	5,2	1,059	1,31	6,42	8,24	4,81	74,0
		189	5,2	1,498	1,27	6,72	8,05	4,81	106
20	80	190	10,4	0,149	1,27	4,68	11,5	4,81	58,6
		191	10,4	0,635	1,26	9,58	3,34	4,81	74,9
		192	5,2	1,061	1,25	5,68	11,3	4,81	107
		193	5,2	1,491	1,25	5,53	12,1	4,81	161
10	90	194	10,4	0,143	1,39	3,91	14,8	4,81	67,9
		195	10,4	0,633	1,35	8,90	4,30	4,81	89,7
		196	5,2	1,053	1,31	5,60	13,9	4,81	124
		197	5,2	1,490	1,28	5,28	14,9	4,81	193
0	100	166	15,6	0,147	1,31	6,04	6,53	4,81	73,3
		167	15,6	0,637	1,30	12,15	2,16	4,81	106
		168	10,4	1,064	1,28	9,45	3,98	4,81	148
		169	10,4	1,491	1,25	9,44	4,31	4,81	229

Fig. 56 - 2

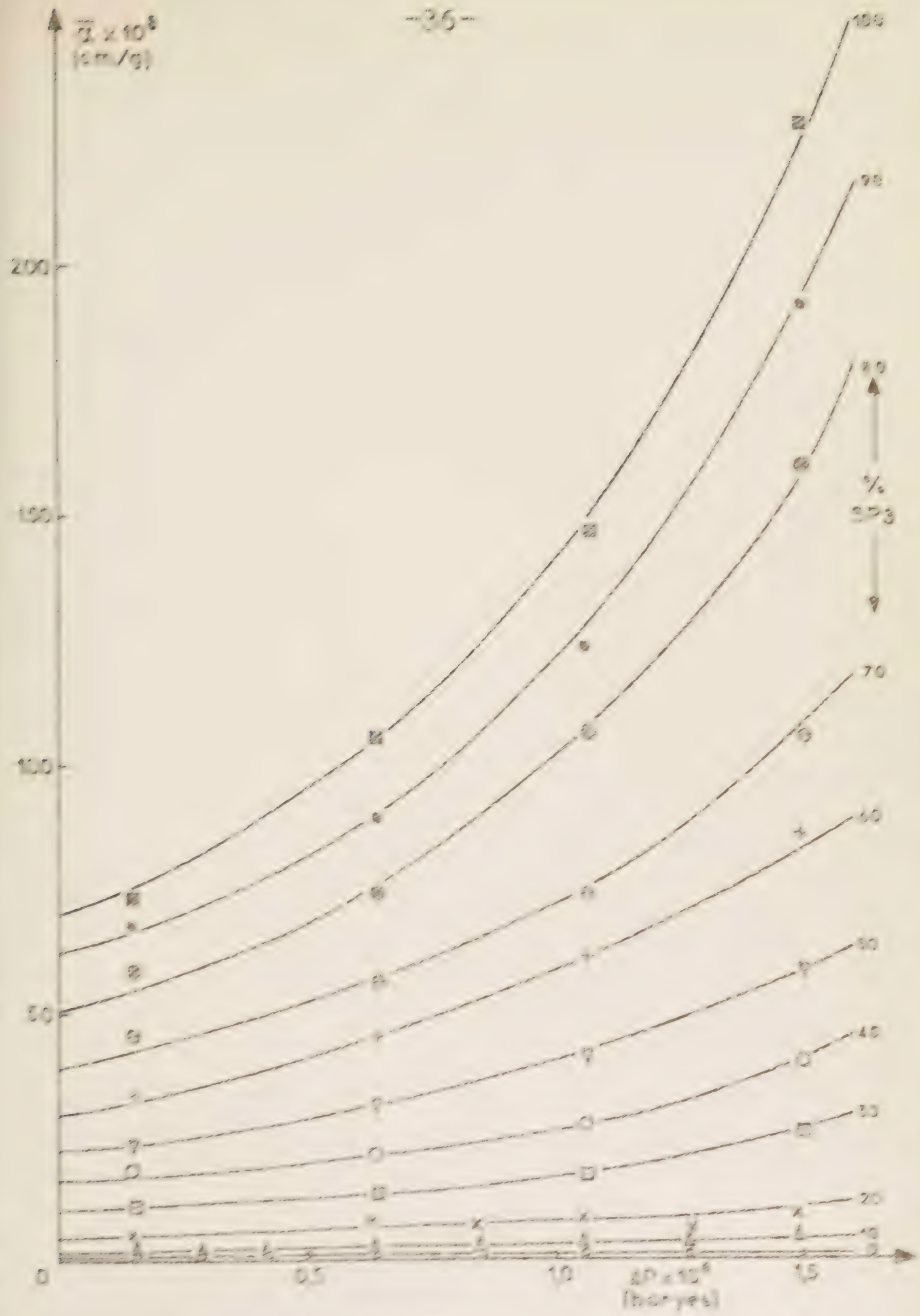


Fig. 57
Mélange SPAM-BP3.

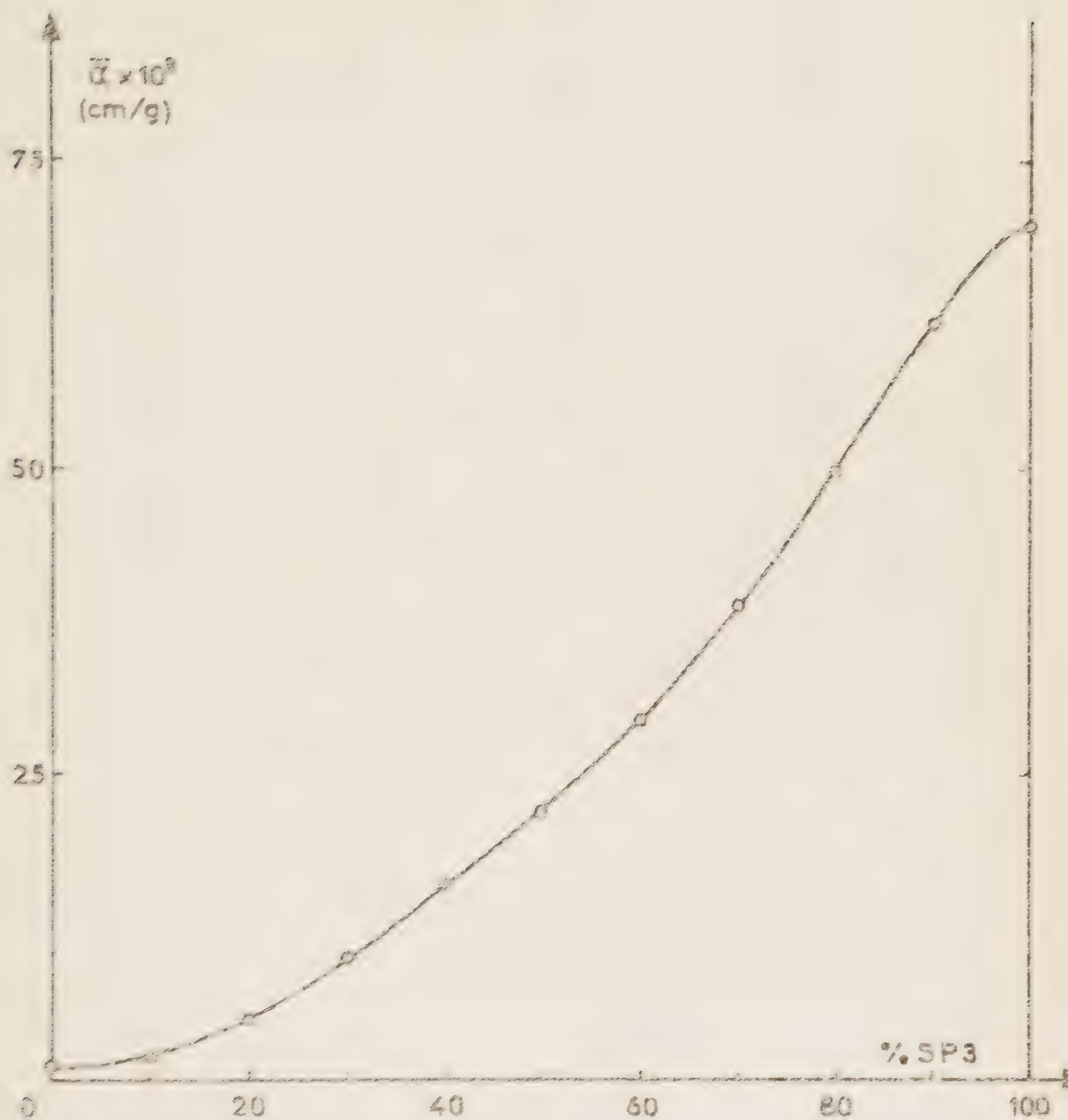


Fig. 58

Résistances spécifiques des
mélanges SPAM-SP3.

Mélange		n°	Ω $\times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPN2	% SP 3								
100	0	200	10,4	0,155	1,25	4,78	8,76	4,81	48,5
		202	5,2	0,640	1,25	5,54	8,78	4,81	50,0
		203	5,2	1,059	1,26	7,05	5,60	4,81	52,5
		204	5,2	1,491	1,26	8,44	4,12	4,81	54,2
90	10	205	10,4	0,153	1,30	4,85	9,77	4,81	51,1
		206	5,2	0,639	1,28	5,41	9,66	4,81	54,0
		207	5,2	1,062	1,25	7,00	5,83	4,81	55,0
		208	5,2	1,492	1,24	8,09	4,59	4,81	61,4
80	20	209	10,4	0,151	1,20	4,92	9,80	4,81	54,8
		210	5,2	0,635	1,24	5,42	9,90	4,81	56,3
		211	5,2	1,057	1,26	6,84	6,27	4,81	58,4
		212	5,2	1,488	1,26	7,74	5,08	4,81	66,6
70	30	213	15,6	0,143	1,28	6,44	5,18	4,81	56,7
		214	5,2	0,629	1,26	5,14	10,8	4,81	59,9
		215	5,2	1,055	1,24	6,52	7,20	4,81	68,0
		216	5,2	1,489	1,25	7,42	5,90	4,81	78,1
60	40	217	15,6	0,140	1,31	6,63	5,44	4,81	58,3
		218	5,2	0,628	1,28	5,10	11,51	4,81	62,8
		219	5,2	1,052	1,26	6,30	7,76	4,81	72,0
		220	5,2	1,485	1,23	7,23	6,29	4,81	84,1

Fig. 59 - 1

Mélange		n°	$\Omega \times 10^2$ (cm ²)	$\Delta P \times 10^6$ (baryes)	$\eta \times 10^{-2}$ (poises)	$v_o \times 10^3$ (cm ³)	pente $\times 10^{-8}$ (s/cm ⁶)	$s \times 10^{-3}$ (g/g)	$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)
% SPN2	% SP 3								
50	50	221	15,6	0,135	1,31	5,69	6,03	4,81	62,0
		222	10,4	0,626	1,29	2,69	3,09	4,81	66,8
		224	5,2	1,051	1,26	6,20	8,50	4,81	78,5
		225	5,2	1,488	1,23	6,85	7,22	4,81	96,7
40	60	226	15,6	0,140	1,24	6,10	5,75	4,81	65,0
		227	5,2	0,625	1,25	4,74	13,85	4,81	77,1
		228	5,2	1,052	1,25	5,84	9,97	4,81	93,2
		229	5,2	1,488	1,25	6,31	8,86	4,81	117
30	70	230	15,6	0,144	1,28	6,45	6,03	4,81	68,1
		231	10,4	0,629	1,27	9,08	3,80	4,81	84,0
		232	5,2	1,055	1,24	5,69	10,7	4,81	101
		233	5,2	1,488	1,23	6,07	10,2	4,81	137
20	80	234	15,6	0,145	1,30	6,32	6,31	4,81	70,5
		235	10,4	0,624	1,28	8,98	3,70	4,81	92,5
		236	5,2	1,050	1,27	5,48	12,6	4,81	116
		237	5,2	1,481	1,23	5,81	13,5	4,81	161
10	90	238	15,6	0,140	1,20	6,46	6,17	4,81	72,1
		239	10,4	0,631	1,23	8,68	4,14	4,81	94,5
		240	5,2	1,052	1,23	5,14	13,8	4,81	130
		241	5,2	1,486	1,23	5,28	14,9	4,81	200
0	100	voir Fig. 56 (essais n° 166 à 169)							

Fig. 59 - 2

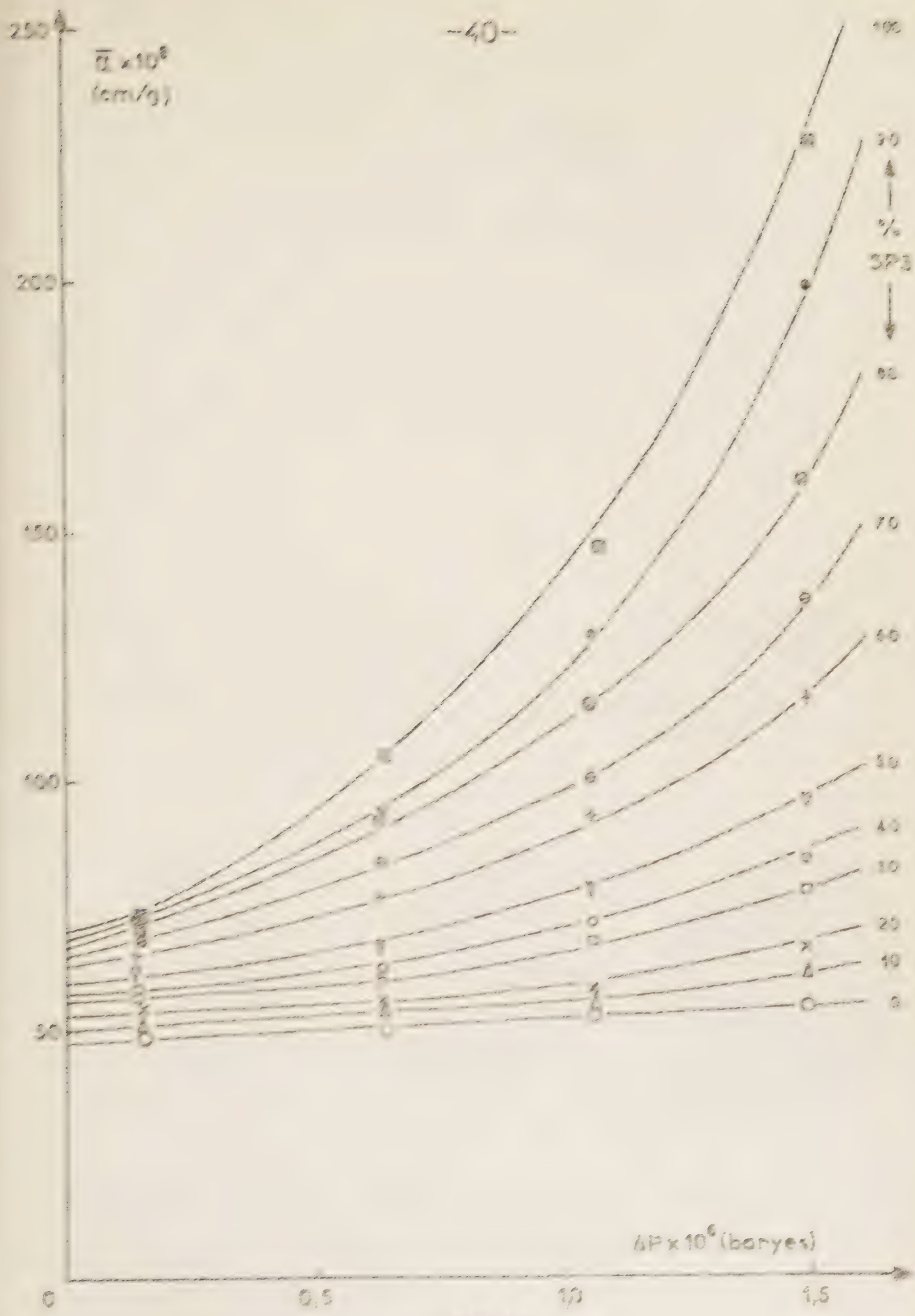


Fig. 62
Mélanges SPN2-SP3.

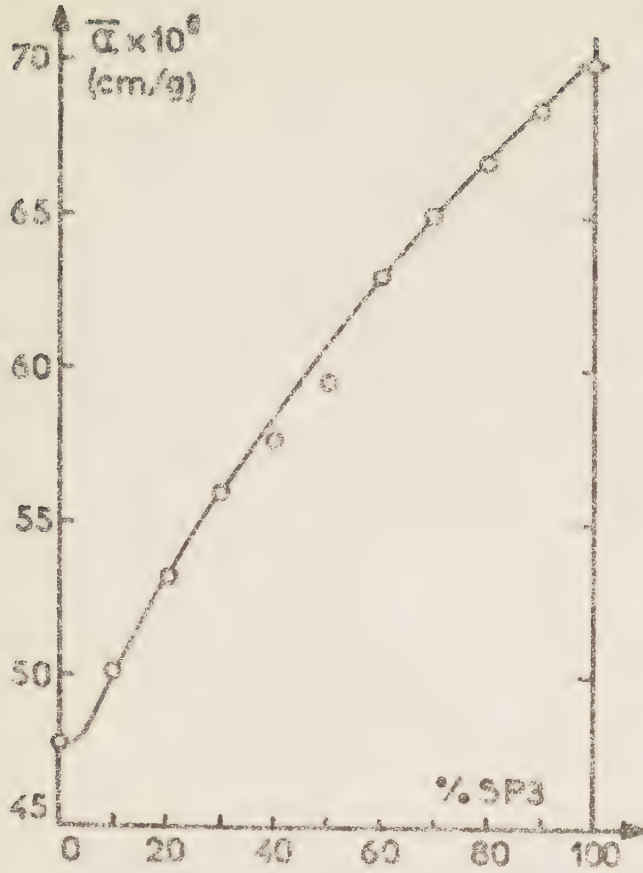


Fig. 61: Mélanges SPN2-SP3.

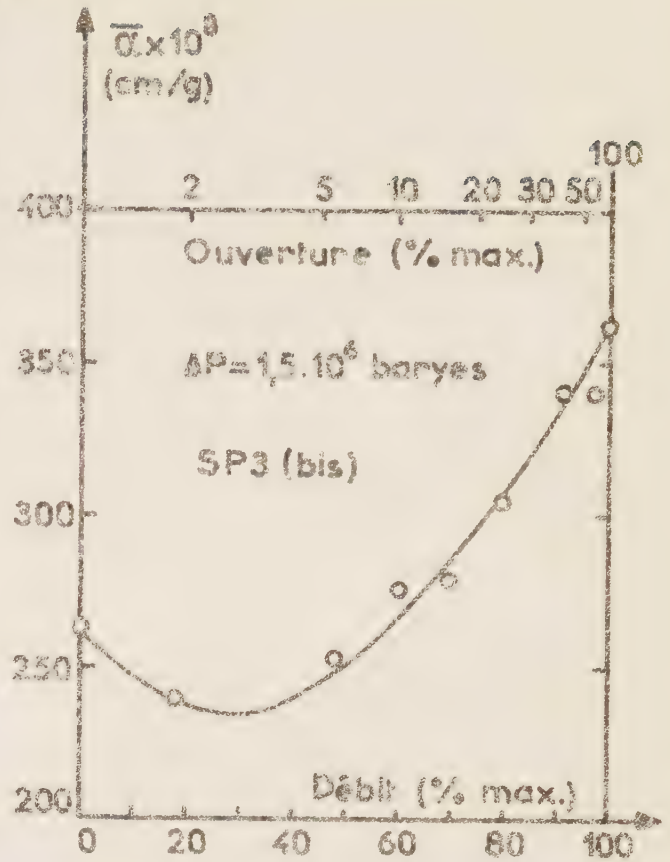
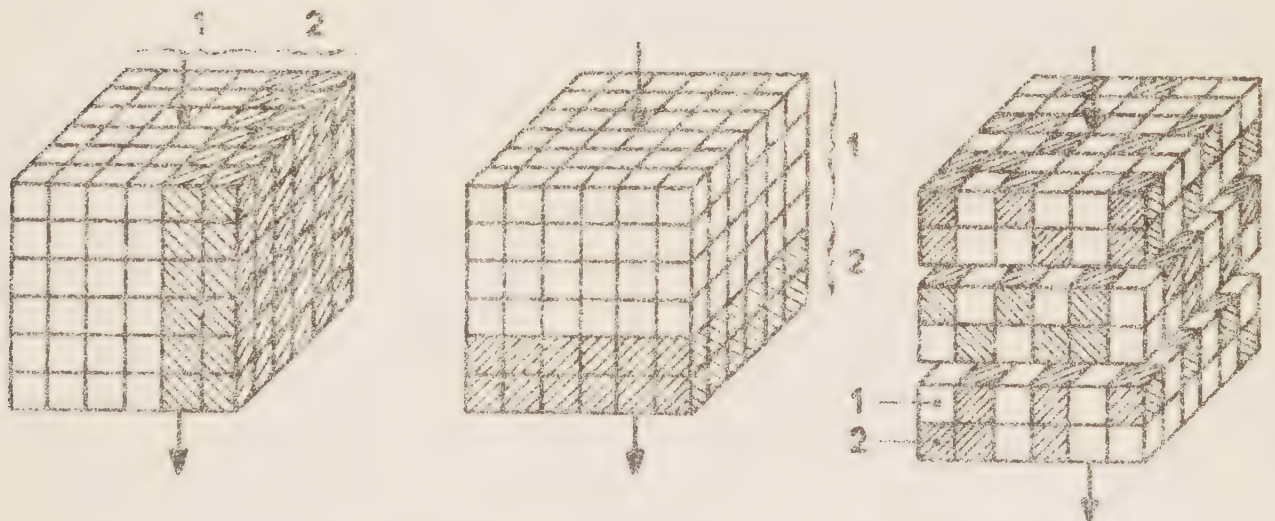


Fig. 62: Effet du débit de circulation.



Modèle en parallèle

Modèle en série

Modèle à séquences

Fig. 63 : Modèles de mélanges à ségrégation maximale.

SPAM - SPN 1

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
y	0	0,104	0,207	0,309	0,411	0,511	0,611	0,709	0,807	0,903	1,0
$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)	1,20	1,90	3,30	5,20	7,80	11,1	14,7	18,7	22,9	27,5	31,8
$B \times 10^{-10}$ (cm ²)	198	127	75,0	48,2	32,9	23,4	18,1	14,5	12,1	10,2	9,06
E	1	0,624	0,327	0,206	0,126	0,076	0,048	0,029	0,016	0,006	0

SPAM - SP 3

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
y	0	0,0998	0,199	0,298	0,398	0,498	0,598	0,698	0,799	0,89	1,0
$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)	1,20	2,10	5,20	9,90	15,6	21,1	29,7	39,0	49,8	62,1	70,0
$B \times 10^{-10}$ (cm ²)	198	118	49,8	27,3	18,2	14,1	10,6	8,52	7,10	6,04	5,76
E	1	0,581	0,228	0,112	0,066	0,043	0,025	0,014	0,007	0,001	0

SPN 2 - SP 3

z	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
y	0	0,096	0,192	0,290	0,391	0,490	0,591	0,690	0,791	0,890	1,0
$\bar{\alpha} \times 10^8$ (cm/g)	47,7	50,0	53,1	55,7	58,3	60,7	63,0	65,0	66,9	68,5	70
$B \times 10^{-10}$ (cm ²)	6,23	6,09	5,93	5,80	5,65	5,62	5,61	5,59	5,61	5,65	5,76
E	1	0,702	0,362	0,085	-0,234	-0,298	-0,319	-0,362	-0,213	-0,234	0

Fig. 64

1. Modèle "en série".
2. Modèle de Kozeny.
3. Équation logarithmique

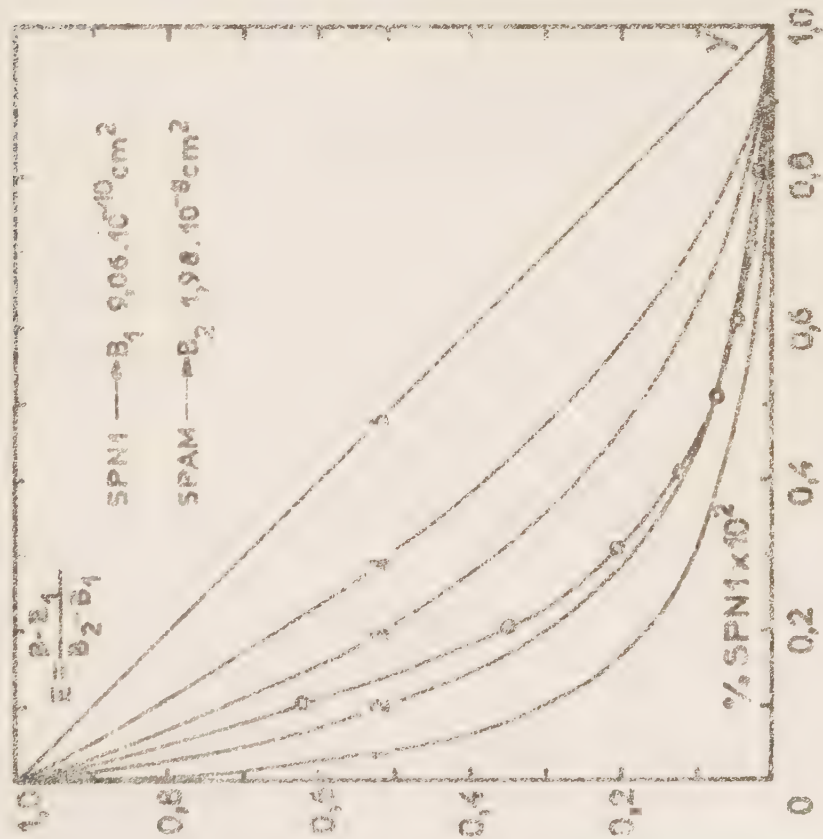


Fig. 65: SPAM-SPN1.

4. Modèle "à séquences".
5. Modèle "en parallèle".
6. Points expérimentaux.

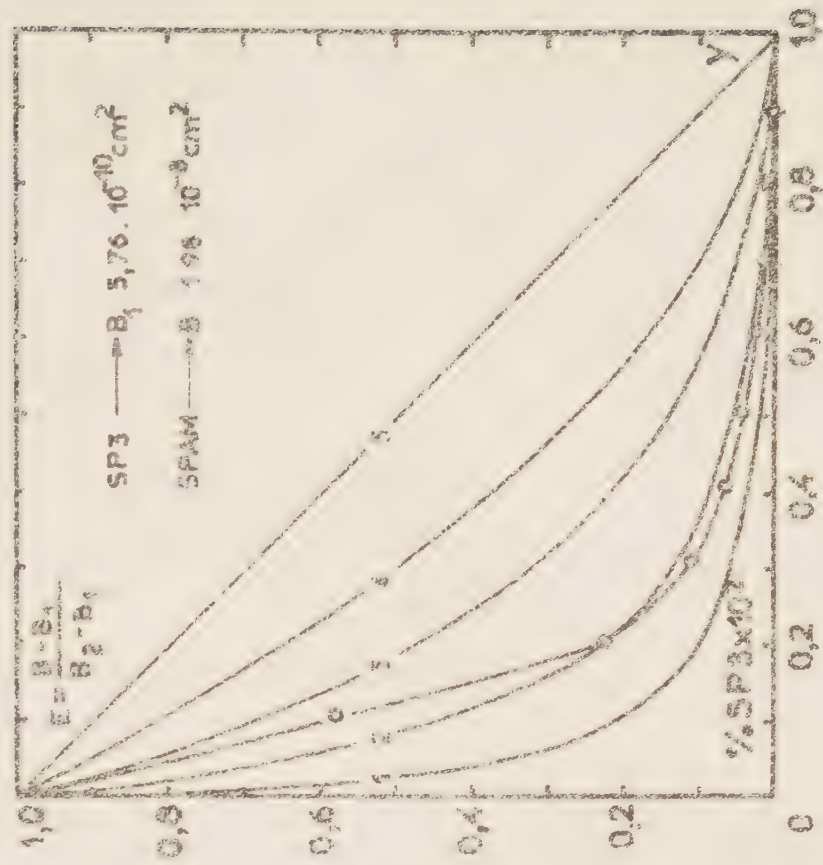


Fig. 66: SPAM-SP3.

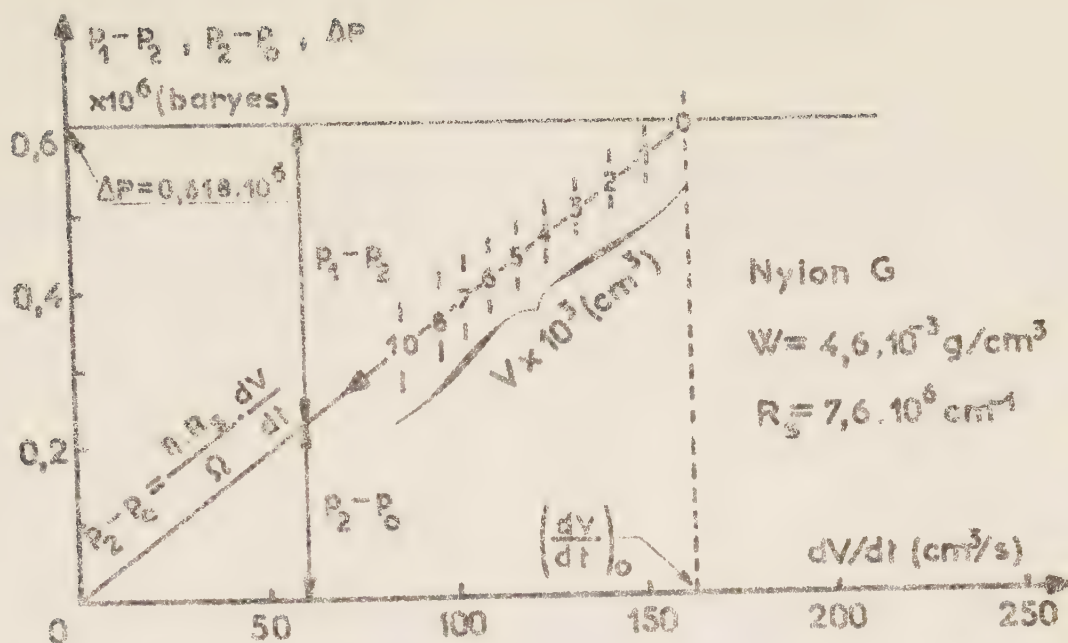


Fig. 67: Influence de la résistance du support ($R_s \neq 0$).

$(P_2 - P_0) \times 10^6$ (baryes)	0,558	0,512	0,440	0,383	0,320
$(P_1 - P_2) \times 10^6$ (baryes)	0,060	0,106	0,178	0,235	0,298
dV/dt (cm^3/s)	147	133	120,5	101	84,7
$V \times 10^3$ (cm^3)	1,86	2,91	4,83	7,17	10,35
$\bar{u} \times 10^5$ (cm/g)	1,92	2,36	2,67	2,84	2,98

Fig. 68: Influence de la résistance du support (fig. 67).

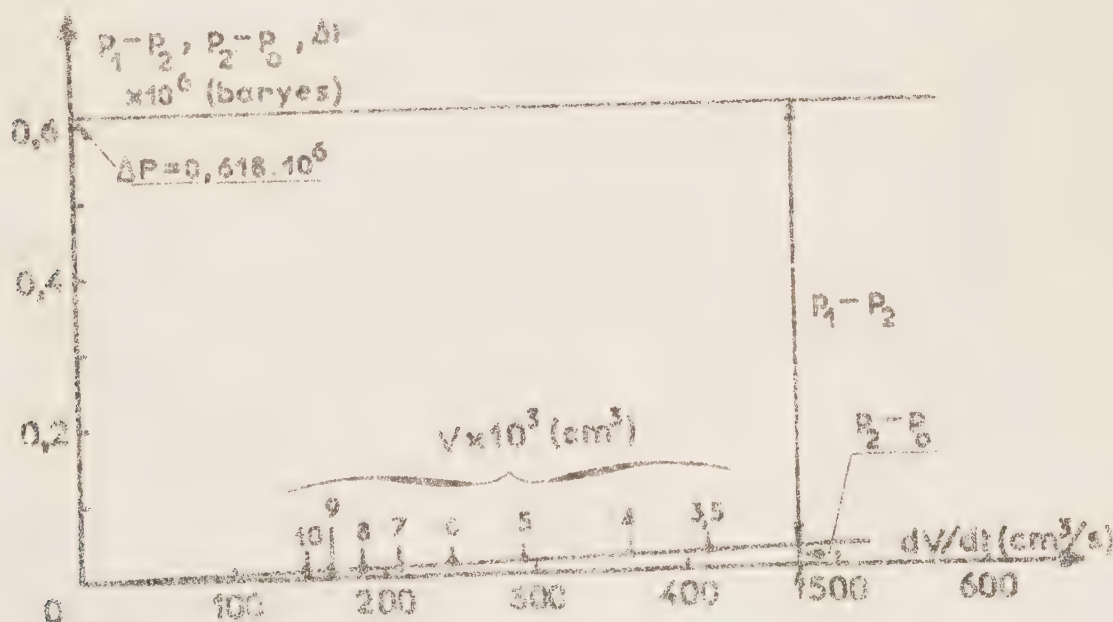


Fig. 69: Influence de la résistance du support ($R_s \neq 0$).

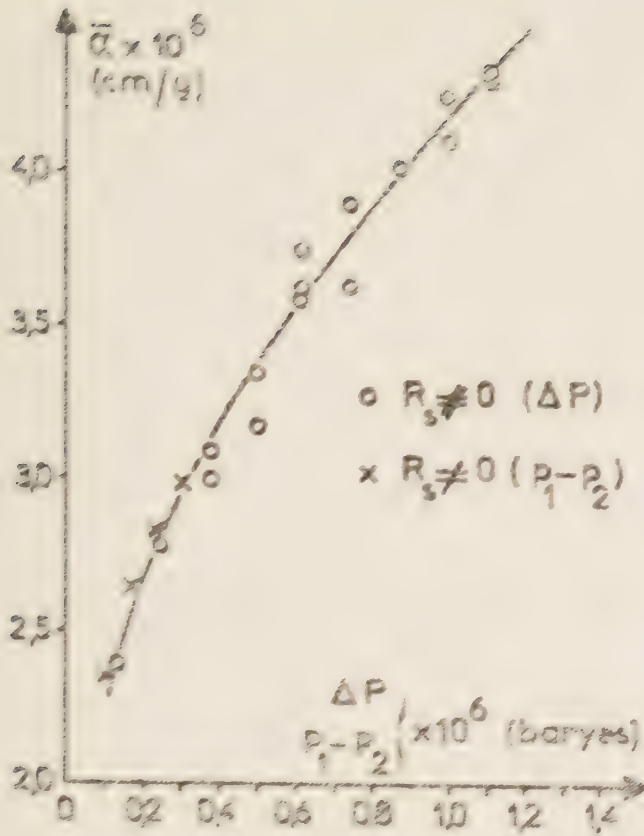


Fig. 70 Nylon G

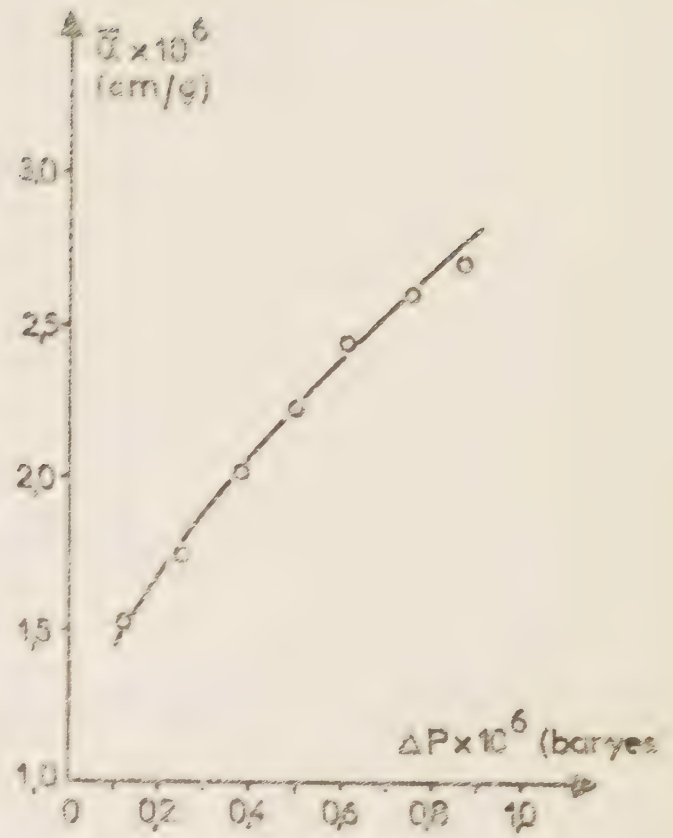


Fig. 71 Nylon H

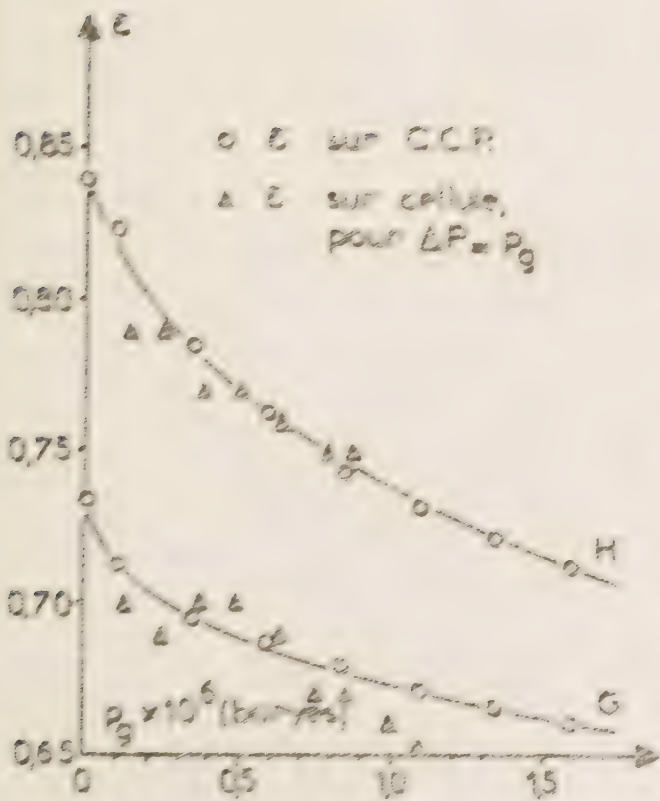


Fig. 72 Nylon G

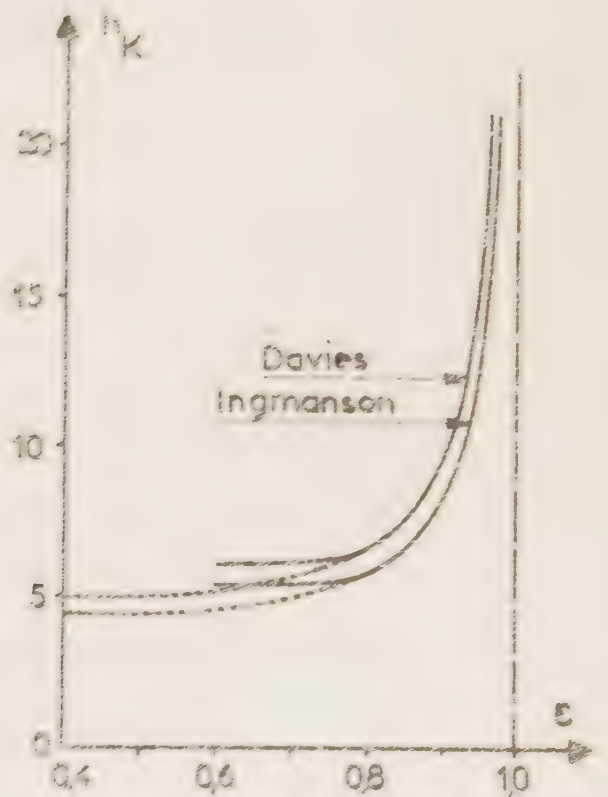


Fig. 73 La "constante" de Kozény

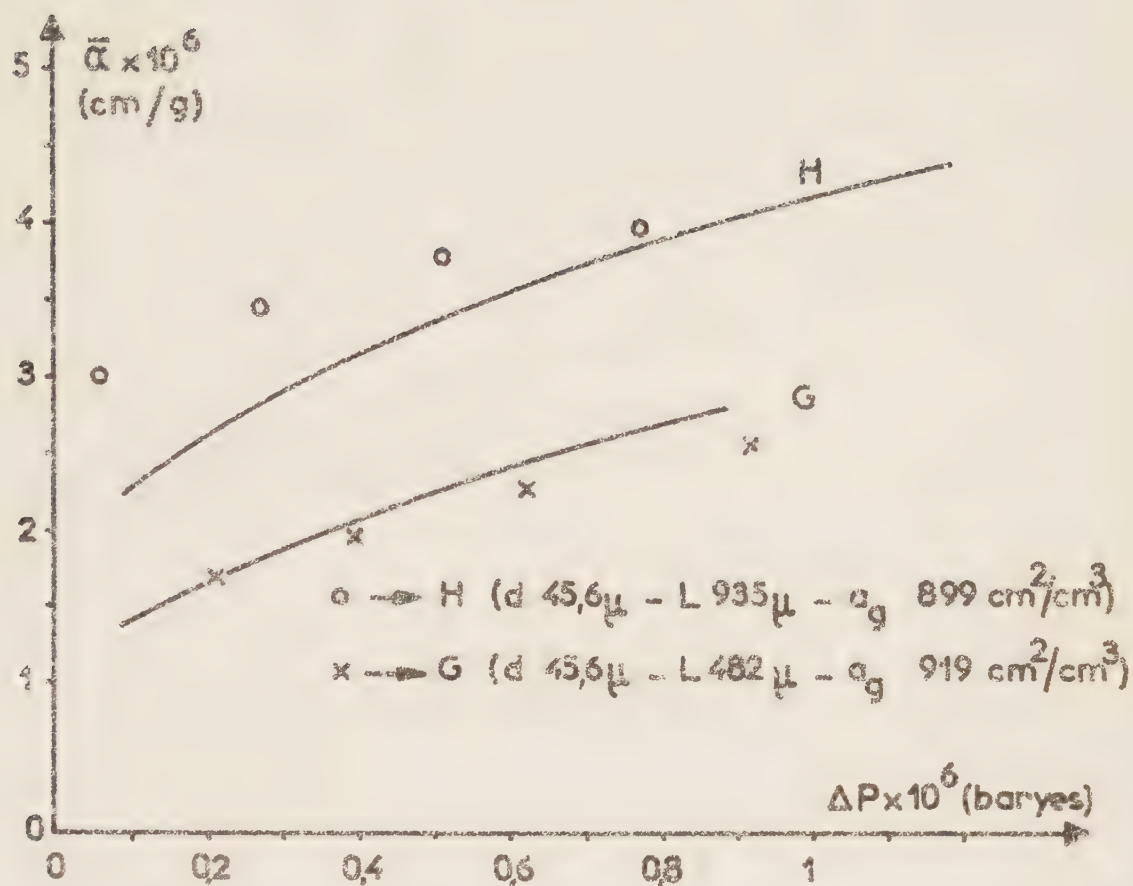


Fig 74 Kozeny Carman et les fibres

C	0,66	0,68	0,70	0,72
T^2	1,033	1,034	1,035	1,037
$\bar{\alpha} \times 10^6$ (cm/g)	0,49	0,45	0,40	0,36

Fig. 75 Piekaar - Clarenburg et les fibres

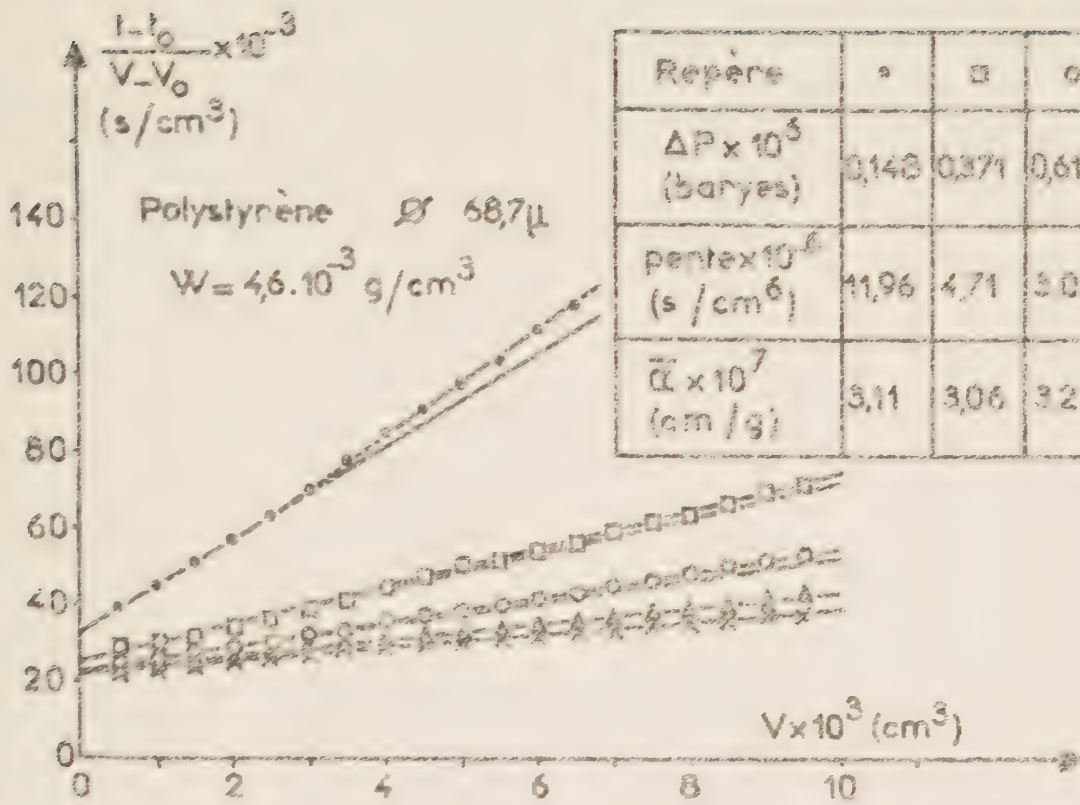


Fig. 76 Essais sur microbilles pures

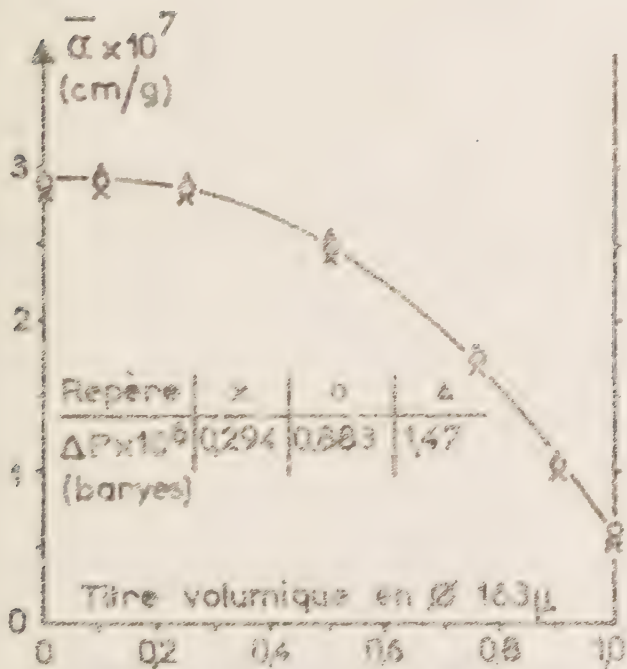


Fig. 77 Mélanges microbilles 163 et 67µ

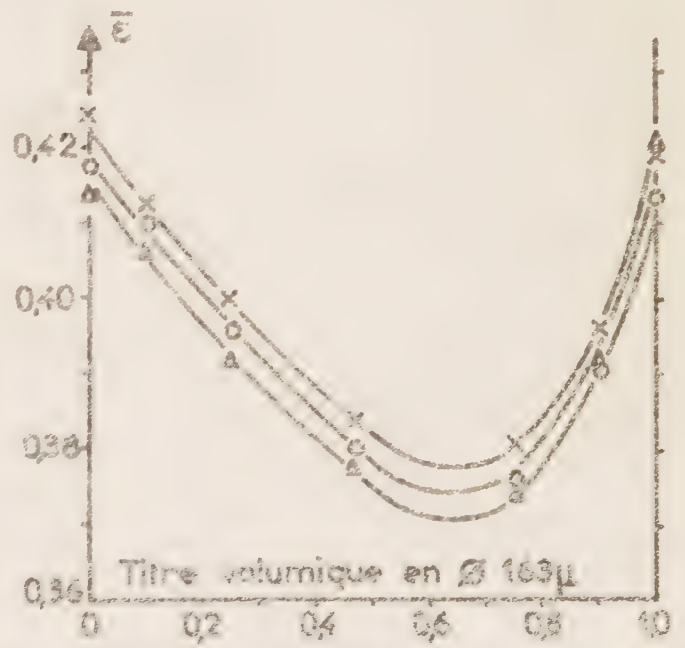


Fig. 78

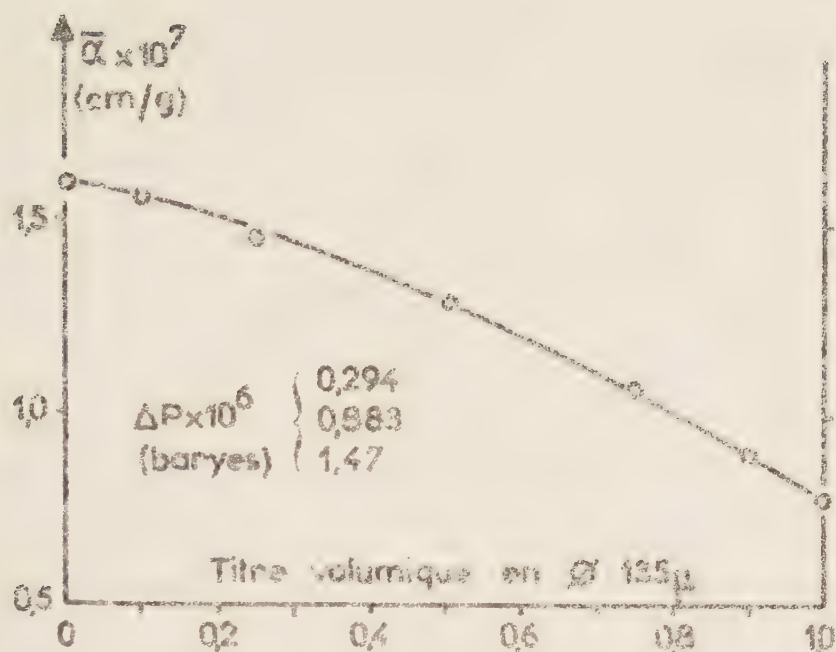


Fig.79 Mélanges 135 et 93 μ

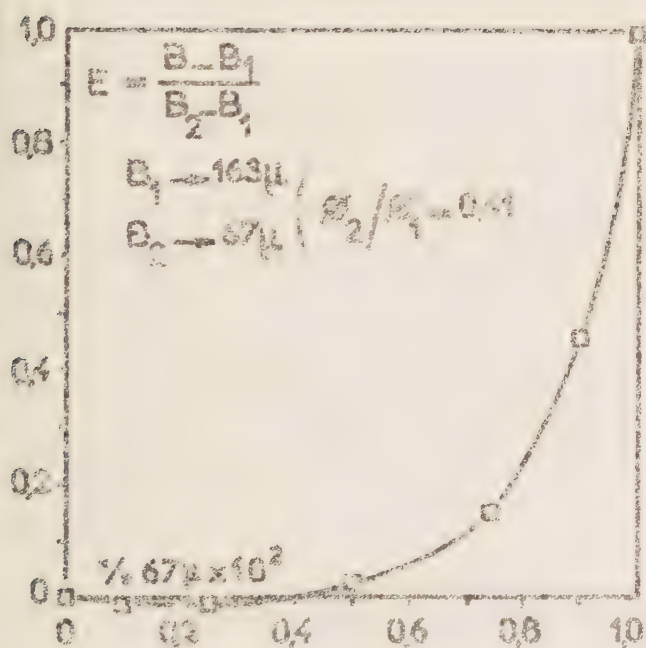


Fig.80 Mélanges 163 et 67 μ

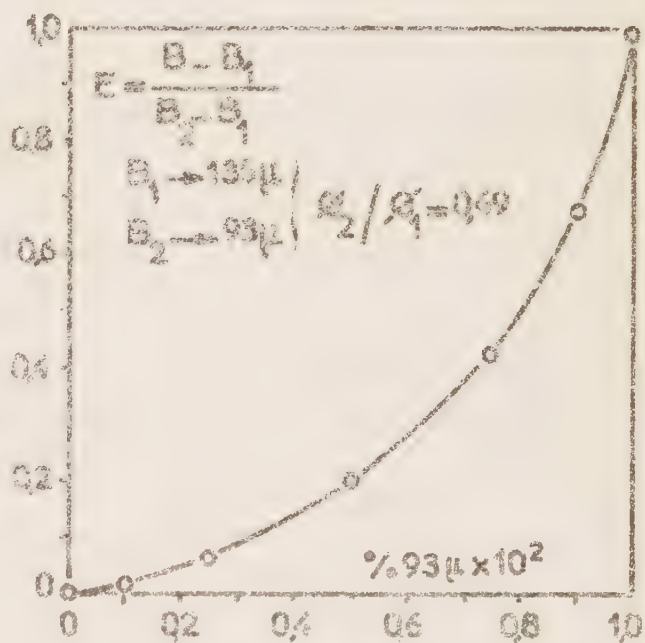


Fig.81 Mélanges 135 et 93 μ

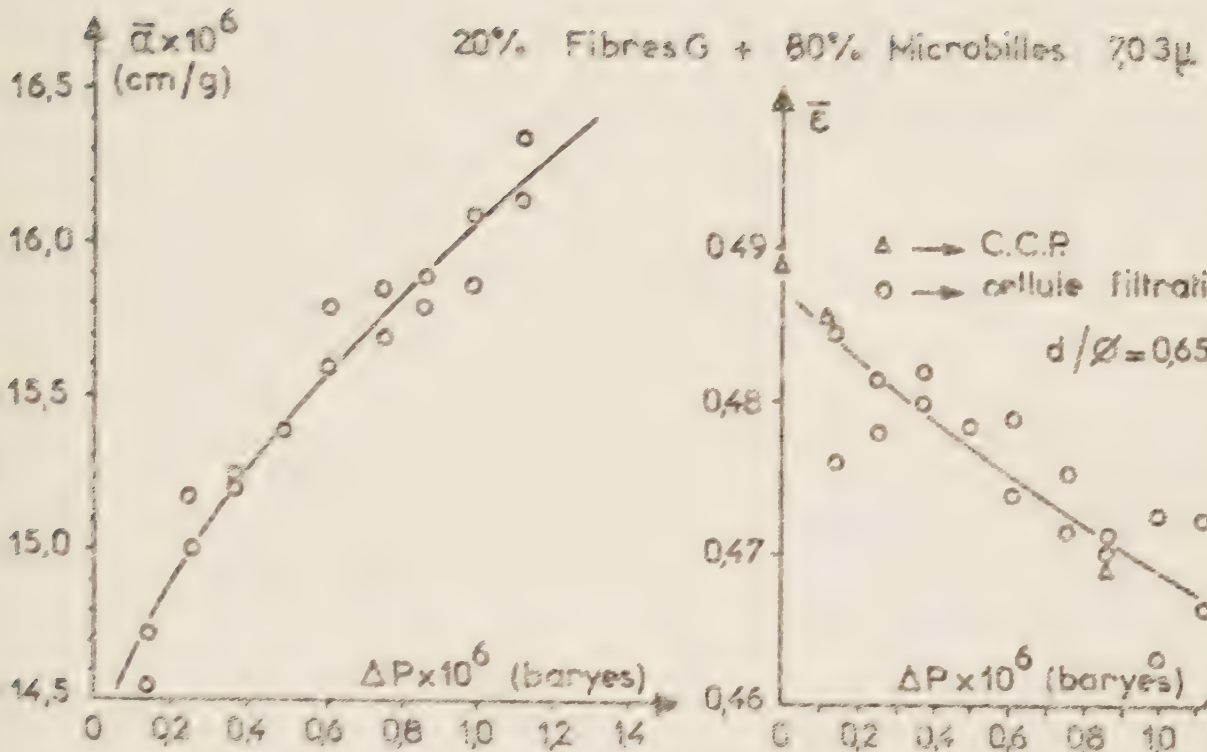


Fig. 82 Mélange homogène sans migration

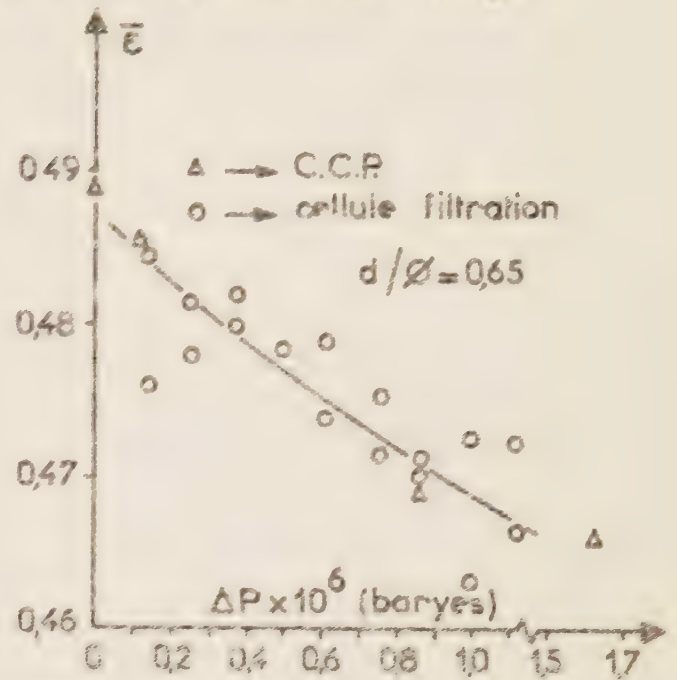


Fig. 83

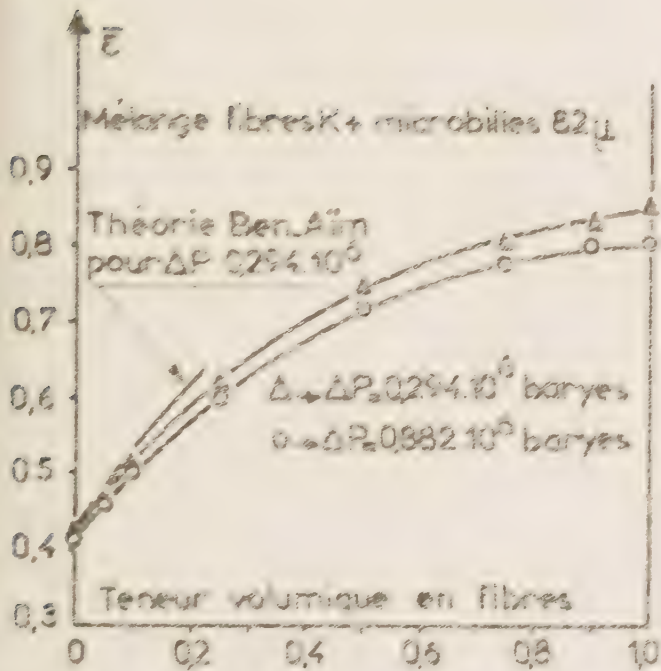


Fig. 84 Mélanges homogènes sans migration

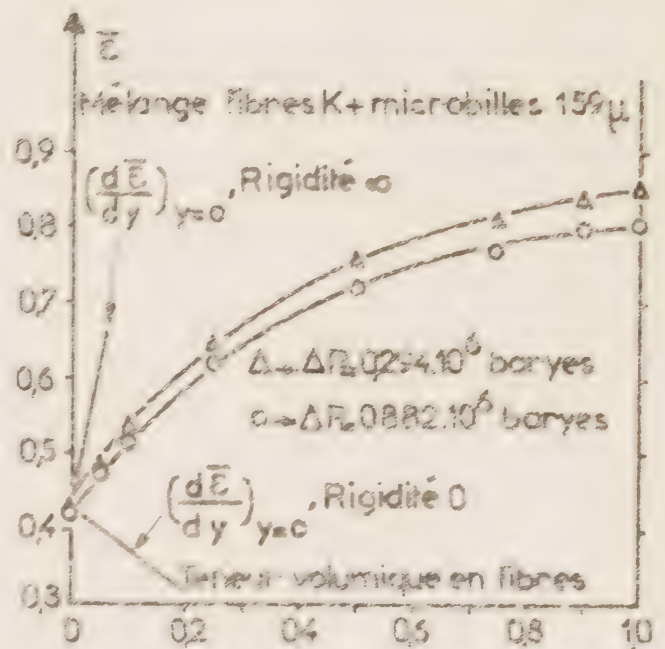


Fig. 85

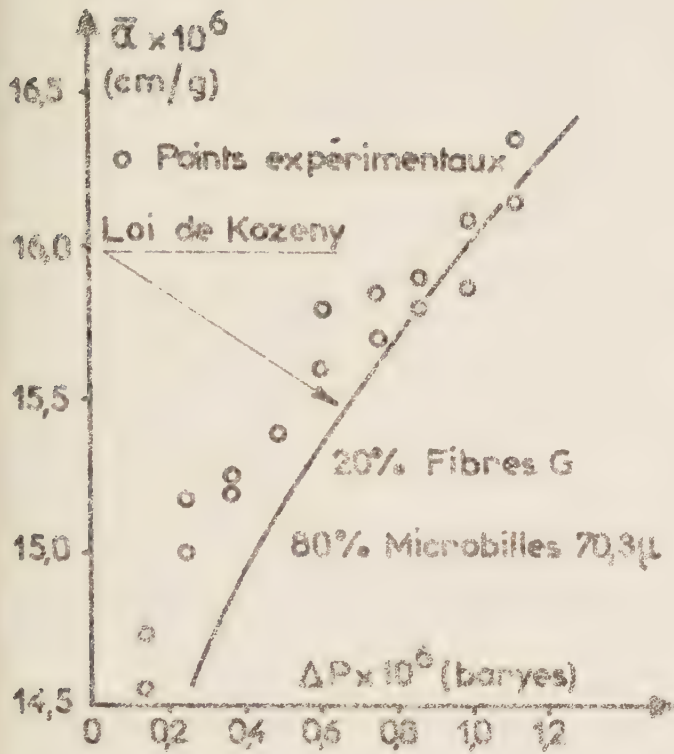


Fig. 86 Mélange homogène sans migration

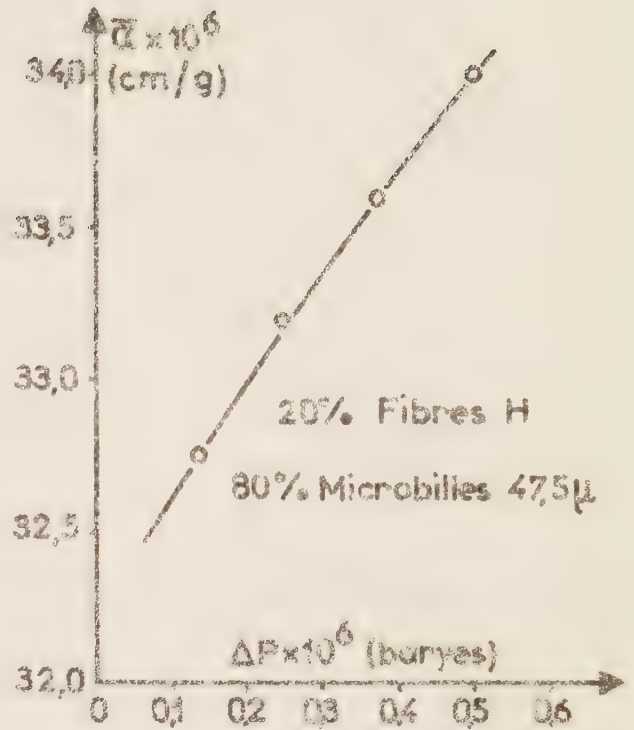


Fig. 87 Mélange homogène à migration franche

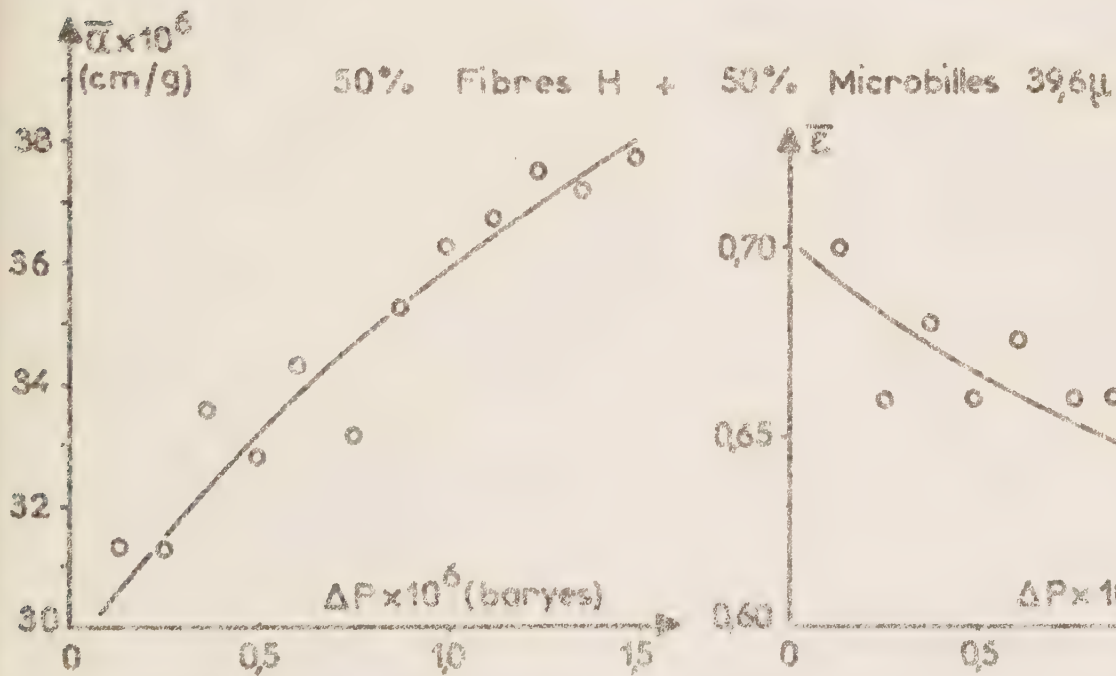


Fig. 88 Mélange hétérogène à migration franche

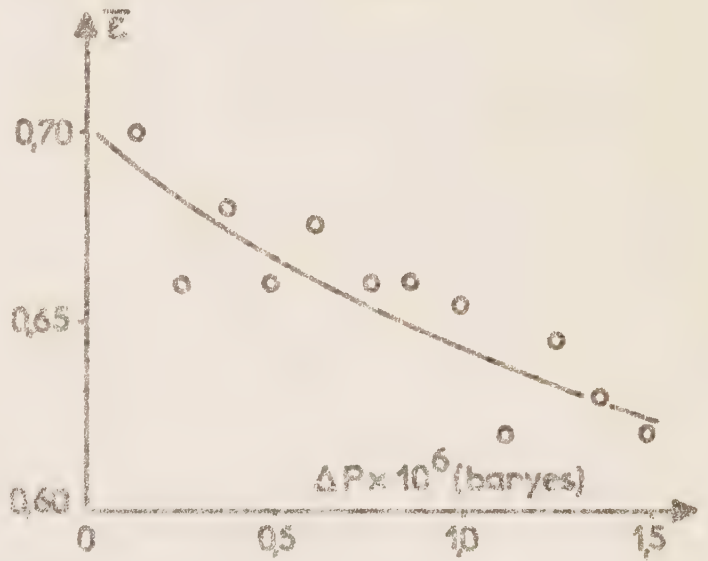


Fig. 89

50% Fibres H + 50% Microbilles 39,6 μ

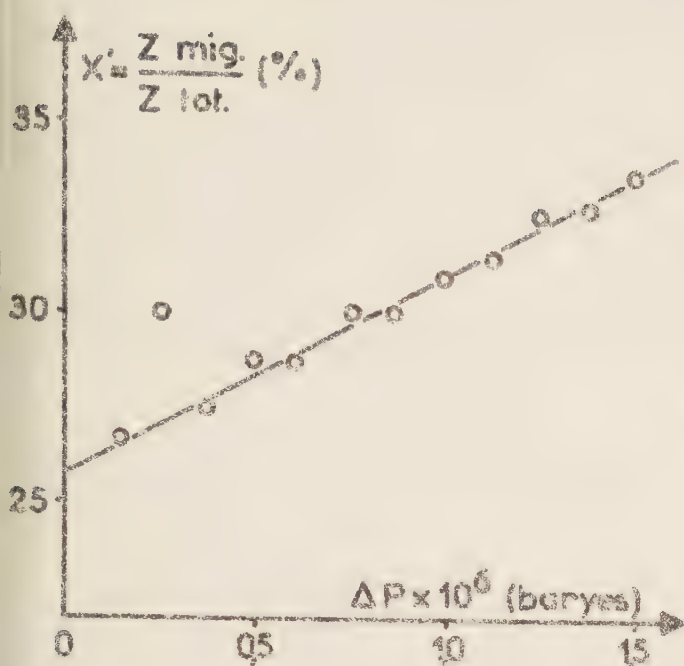


Fig. 90 Mélange hétérogène à migration franche

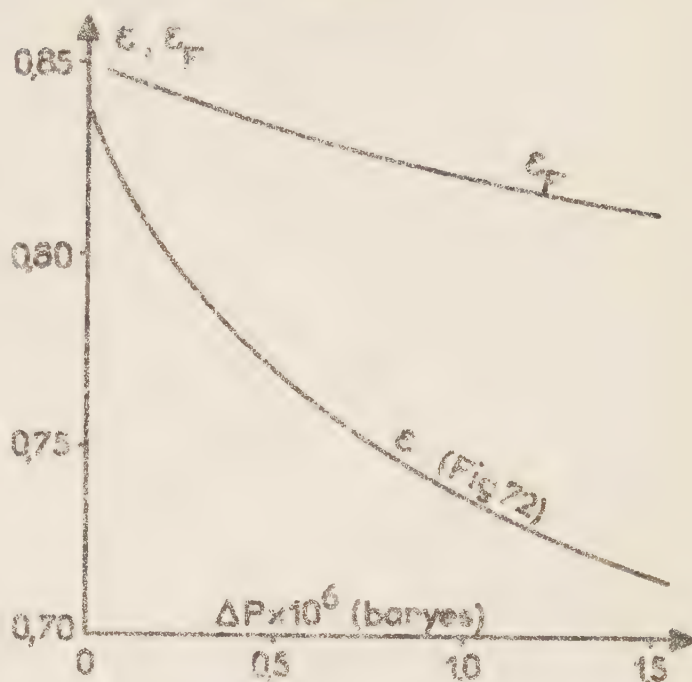


Fig. 91

Mélange hétérogène
à migration franche

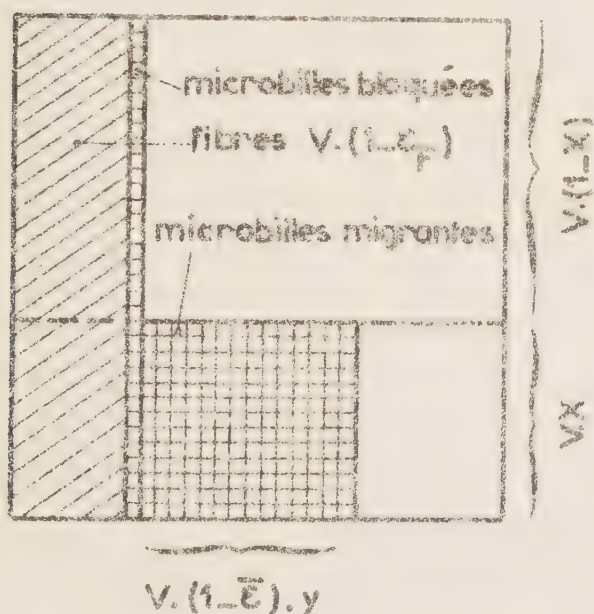


Fig. 92 Répartition des constituants dans le gâteau

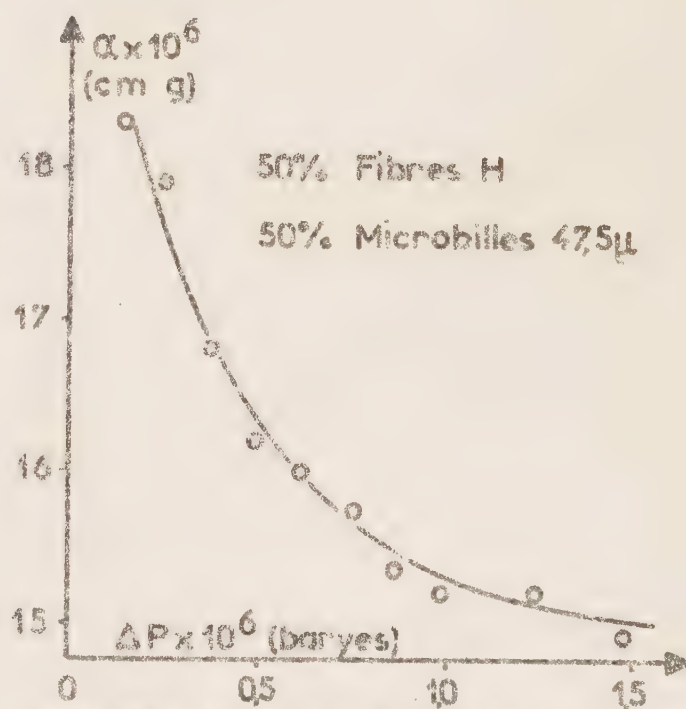


Fig. 93 Mélange hétérogène à migration limitée

50% Fibres H + 50% Microbilles 47,5 μ

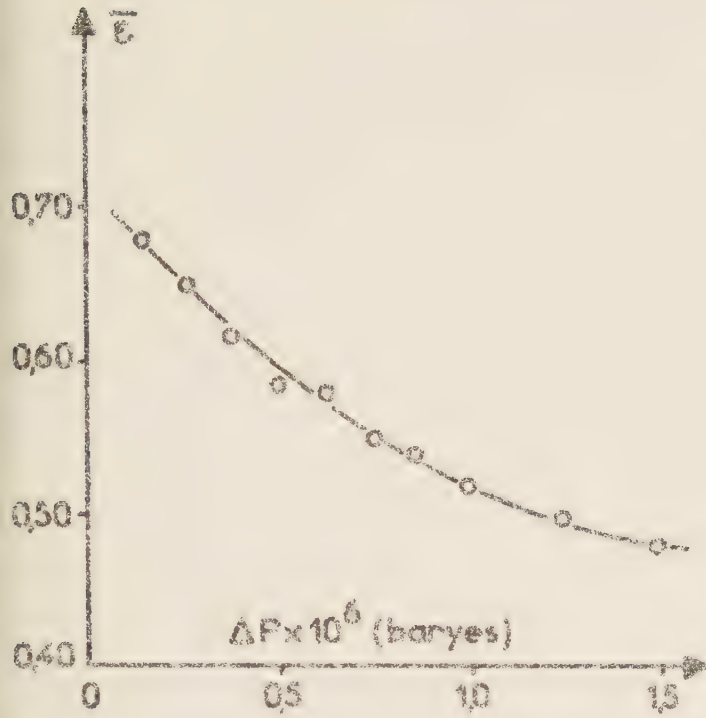


Fig. 94 Mélange hétérogène à migration limitée

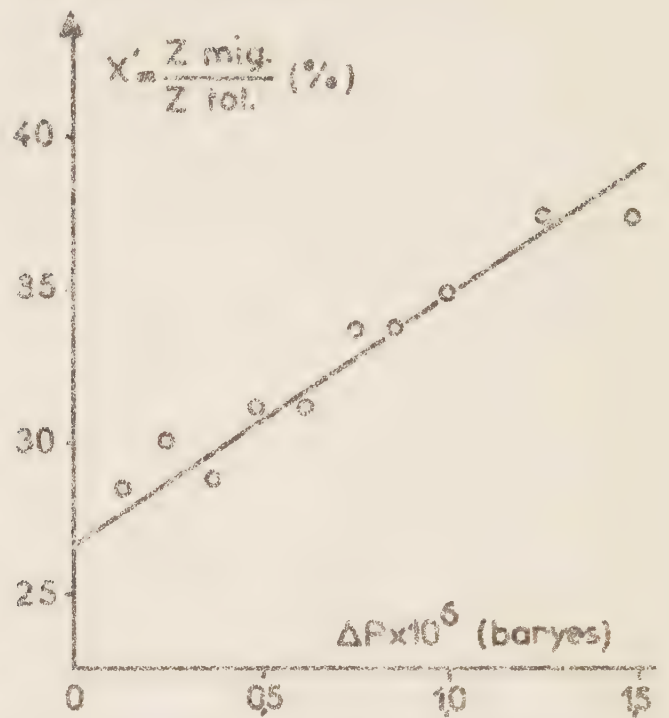


Fig. 95

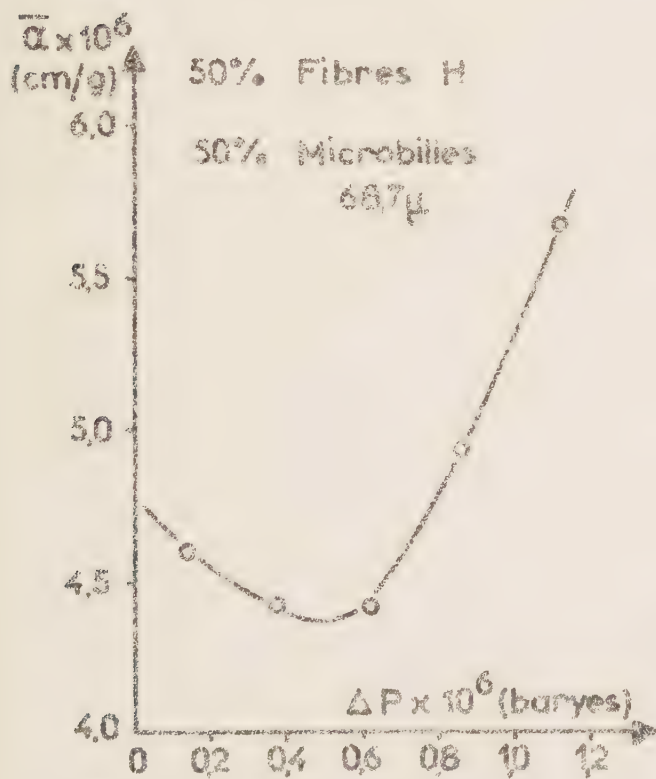


Fig. 96 Mélange mixte à migration variable

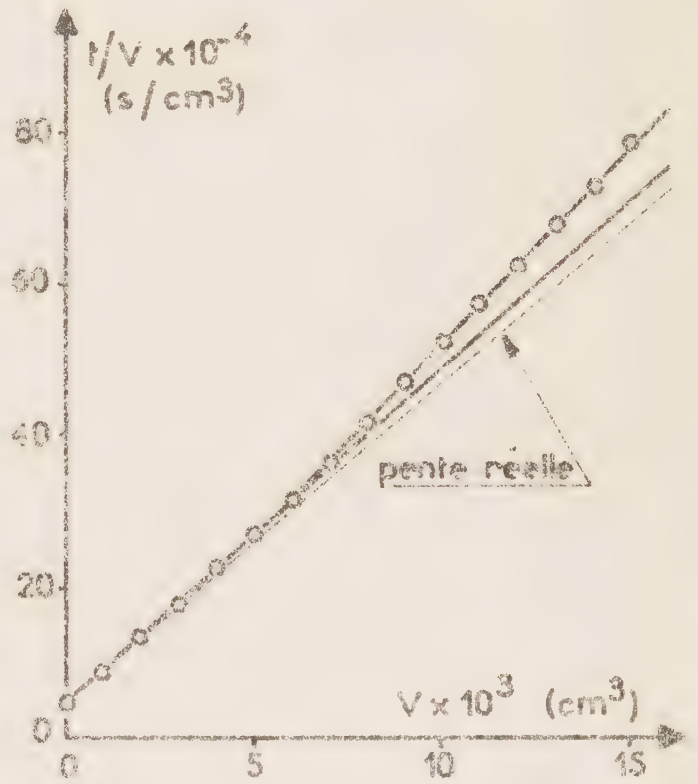


Fig. 97 Sédimentation théorique

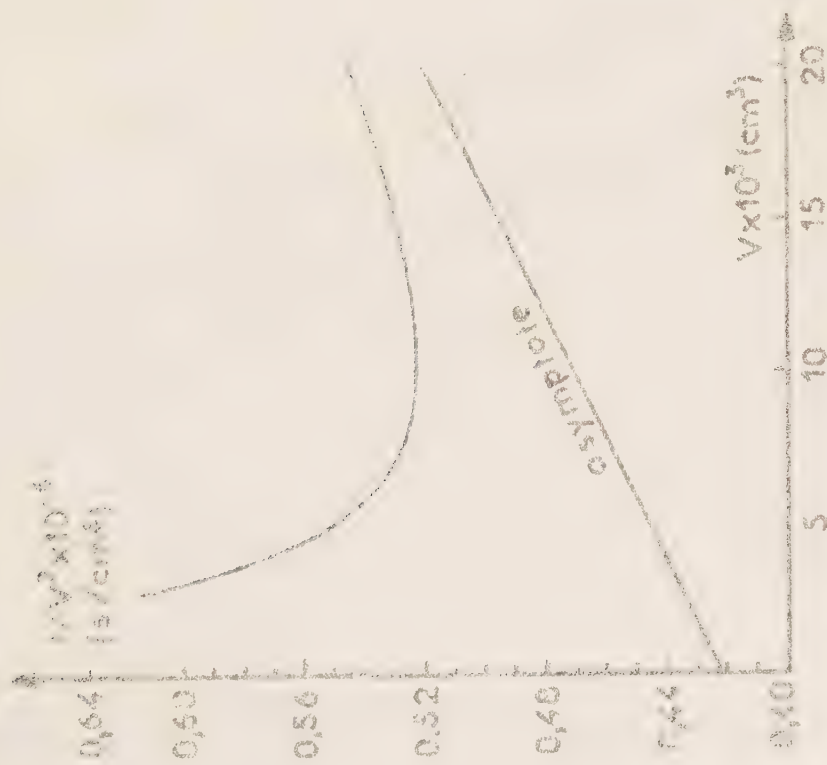


Fig 20. Sédimentation,
N constant.

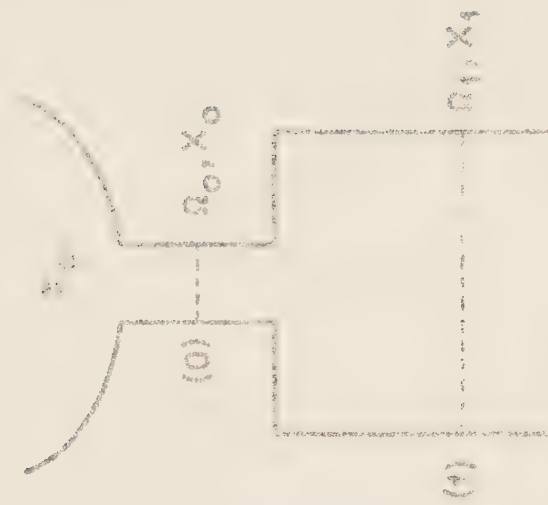


Fig 22. Sédimentation,
N variable.

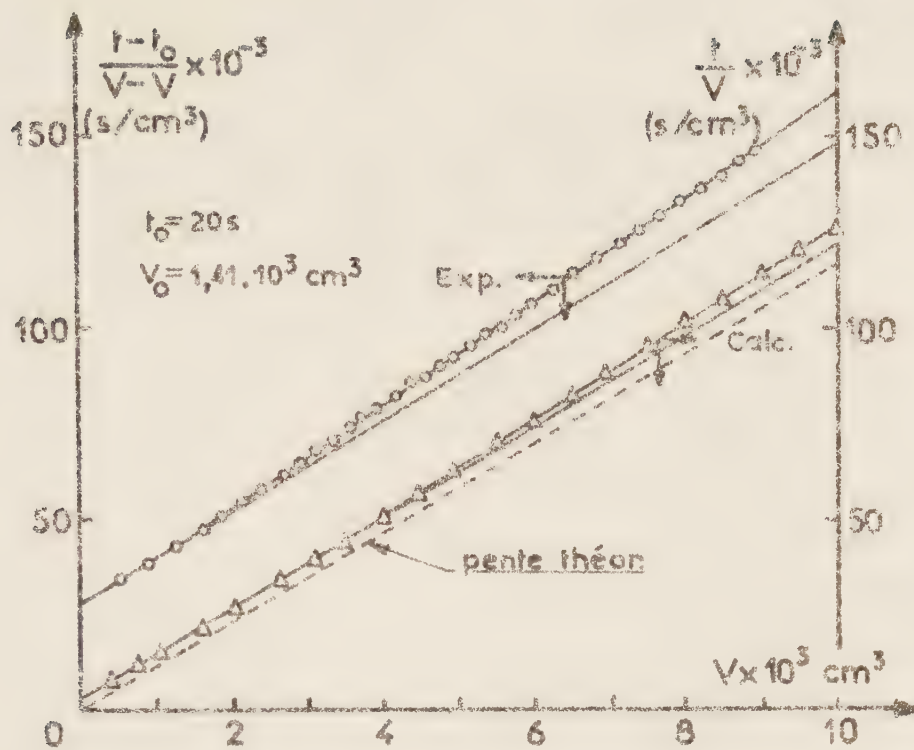


Fig. 100 : Microbilles verre ϕ 49,2 μ .

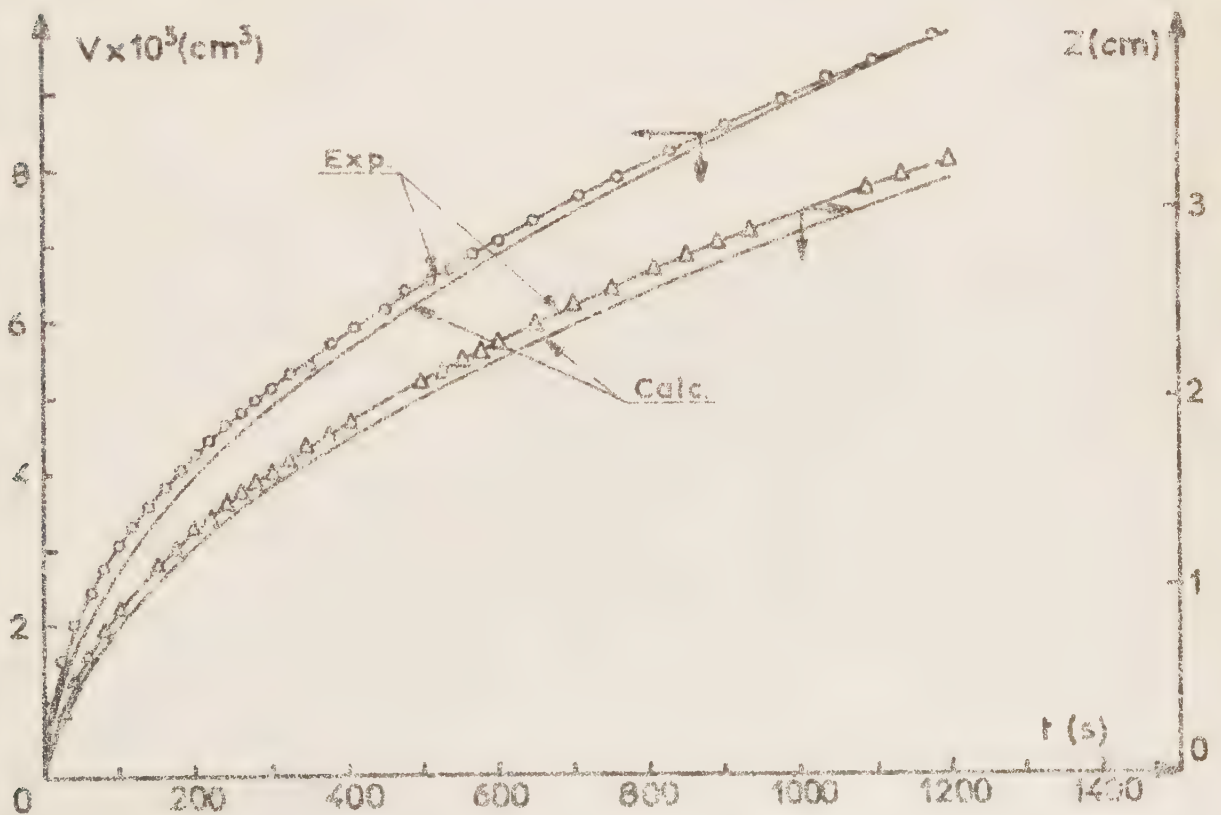


Fig. 101 : Microbilles verre ϕ 49,2.

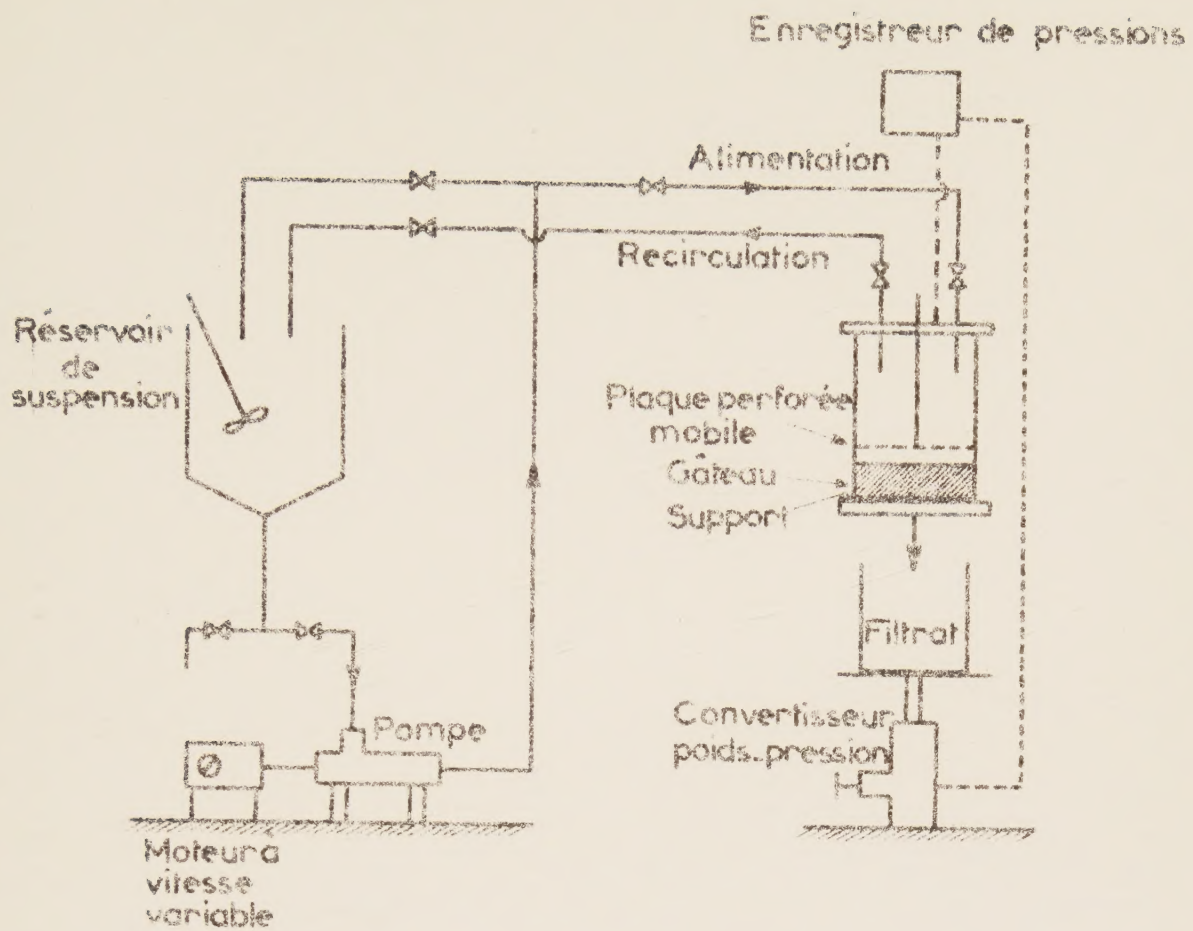


Fig. 102 Cellule d'essais

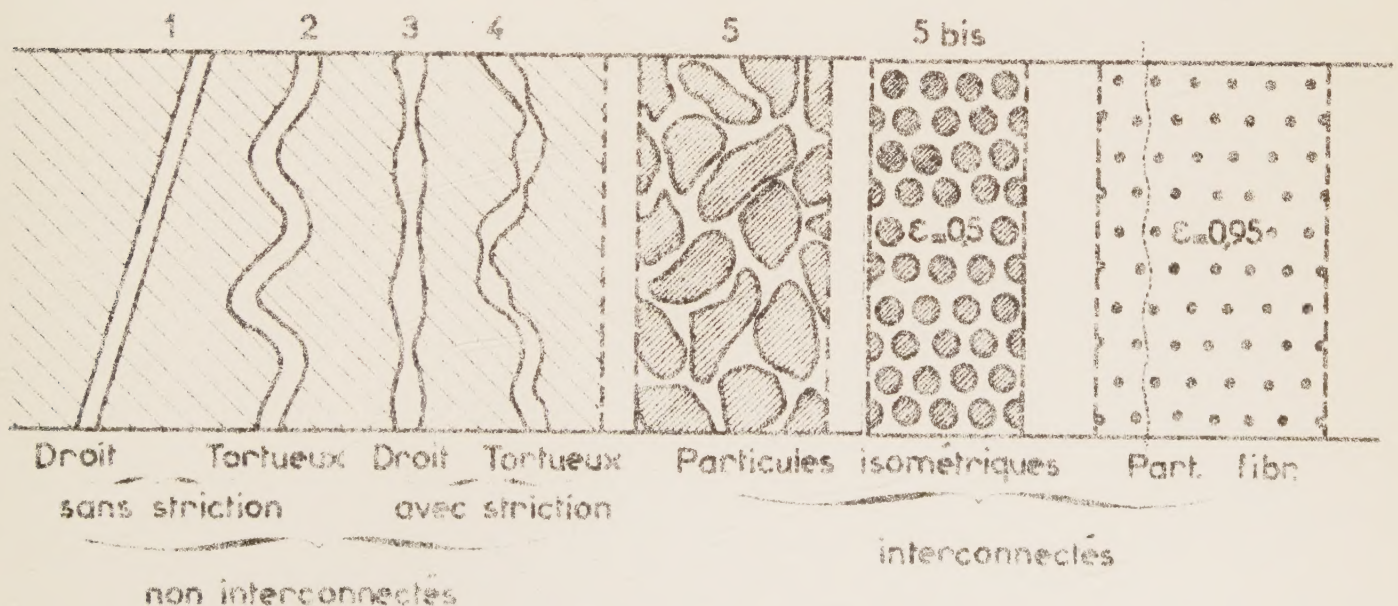


Fig. 103 Schémas plans de pores

